

**Erzeugung von vektor- und tensorpolarisierten
Deuteronen und Messung der Vektorpolarisierstärke
von Kohlenstoff**

von

Heinz Wilsch

aus Jägerndorf/CSR

1960

1968 № 45



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546208_0015

Erzeugung von vektor- und tensorpolarisierten Deuteronen und Messung der Vektorpolarisierstärke von Kohlenstoff

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Heinz Wilsch

aus Jägerndorf/CSR

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 1968

Dekan: Universitätsprofessor Dr. W. Haupt

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

	Seite
Zusammenfassung	1
§ 1 Aufgabenstellung und Übersicht	2
§ 2 Theorie der Umbesetzungen nach Abragam und Winter	
2.1 Quantenmechanische Formulierung des Problems und Einführung des fiktiven Spins	5
2.2 Äquivalenz zwischen quantenmechanischer und klassischer Betrachtungsweise	6
2.3 Klassische Bewegung eines magnetischen Moments in einem Magnetfeld	7
2.4 Bedingungen für die Umbesetzungen	11
2.5 Die realen Umbesetzungsfelder	12
§ 3 Nullfeldübergänge	15
3.1 Theoretische Betrachtungen	15
3.2 Experimenteller Nachweis	19
§ 4 Durchführung und Nachweis der Umbesetzungen nach Abragam und Winter	
4.1 Experimentelle Realisierung der Umbesetzungsfelder	21
4.2 Messung der Umbesetzungswahrscheinlichkeit am Atomstrahl	24
4.3 Messung der Umbesetzungswahrscheinlichkeit mittels der Reaktion $T(d,n) He^4$	26
§ 5 Elastische Streuung von rein vektorpolarisierten Deuteronen an He^4 und C^{12} im Energiebereich von 5,5 MeV - 10,5 MeV	
5.1 Einsatz vektorpolarisierter Deuteronen in der Kernspektroskopie	30
5.2 Phänomenologische Beschreibung der elastischen Streuung von polarisierten Deuteronen an Spin-0- Kernen	32
5.3 Abschätzung des Polarisationsgrades des Deuteronen- strahls	34
5.4 Messung der Vektoranalysierstärke der elastischen Streuung von Deuteronen an He^4	39

5.5	Messung der Vektoranalysierstärke der elastischen Streuung von Deuteronen an C^{12}	44
-----	---	----

Anhang

A I	Berechnung der fiktiven Größen	48
A II	Explizite Lösung der Schrödingergleichung für die Umbesetzung	52
A III	Überprüfung der Abwesenheit von Tensorpolarisationsbeimischungen und Überprüfung der Umbesetzung	54

ZUSAMMENFASSUNG

In einer konventionellen Quelle für polarisierte Deuteronen werden bei Verwendung eines Starkfeldionisierers mit Hilfe der Abraham-Winter-Umbesetzungen höhere Werte der Vektorpolarisation P_Z und der Tensorpolarisation P_{ZZ} erhalten.

Die Umbesetzungen erfolgen zwischen den 6 Hyperfeinstrukturzuständen des Deuteriumatoms, die im Folgenden wie üblich von hohen nach niedrigen Energien durchnummeriert werden (vgl. Fig. 1a). Die einzelnen Umbesetzungen werden in der abgekürzten Form geschrieben:

$$\begin{aligned} (1 \rightarrow 4)_\pi &= \pi_{14} & (3 \rightarrow 6)_\pi &= \pi_{36} \\ (3 \rightarrow 5) &= \zeta_{35} & (2 \rightarrow 6) &= \zeta_{26} \end{aligned}$$

Die experimentelle Anordnung für die Umbesetzungen wird beschrieben.

In einer Atomstrahlapparatur wurden mit Hilfe eines magnetischen Dipolfeldes als Analysator für den Polarisationszustand der Deuteriumatome und einem ZnO-Kristall als deren Detektor folgende Umbesetzungswahrscheinlichkeiten gemessen:

$$\begin{aligned} \pi_{14} &: (0,94 \pm 0,05) & \pi_{36} &: (0,98 \pm 0,05) \\ \zeta_{35} &: (0,72 \pm 0,04) & \zeta_{26} &: (0,91 \pm 0,05) \end{aligned}$$

Die durch die Umbesetzungen ζ_{35} und ζ_{26} erzeugten Tensorpolarisationen werden mit Hilfe der Anisotropie der Neutronen bei der Reaktion $T(d,n) \text{ He}^4$ bestimmt zu

$$P_{ZZ} = 0,50 \pm 0,03 \quad \text{und} \quad P_{ZZ} = -0,40 \pm 0,03$$

Die Tensorpolarisation nach den Umbesetzungen π_{14} und π_{36} ist 0, sie liefern hohe Vektorpolarisation.

Rein vektorpolarisierte Deuteronen, die nach diesem Verfahren erzeugt wurden, werden elastisch an He^4 und C^{12} gestreut. Die Analysierstärke dieser Reaktionen werden beim Streuwinkel $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ im Energiebereich 5,5 MeV - 10,5 MeV bestimmt. Es

zeigt sich, daß im genannten Energiebereich die elastische Streuung von d an C^{12} ein guter Analysator für die Vektorpolarisation von Deuteronen ist.

§ 1 Aufgabenstellung

Zur Erzeugung von polarisierten Deuteronen kann man ausgehen von einem Deuteriumatomstrahl, der in einem inhomogenen Magnetfeld - entsprechend der Abhängigkeit der Komponente des magnetischen Moments in Feldrichtung von der Feldstärke - nach folgendem Schema vorzerlegt wurde:

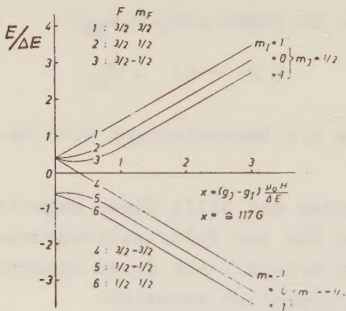


Fig. 1a

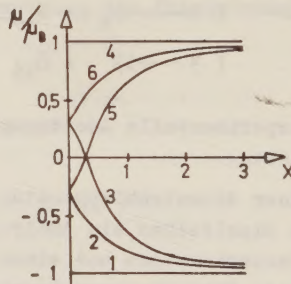


Fig. 1b

- Breit-Rabi-Diagramm für den Grundzustand des Deuteriumatoms, Energie in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H bzw. $x = H/117$ Oe; $\Delta E = h \cdot 327,38$ MHz, Hyperfeinstrukturaufspaltung.
- Effektives magnetisches Moment in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke, μ_B = Bohrsches Magneton. (Vorzeichen von $\mu/\mu_B = \mu_{\text{eff}}$ wie in 5.3 definiert).

Durch starke, inhomogene Magnetfelder geeigneter Symmetrie ($2n$ -Pol) und Länge können drei der Komponenten (1, 2, 3) zur Atomstrahlachse hin abgelenkt werden, die anderen laufen auf Wände und Polschuhe auf. Die unmittelbar an die Trennung anschließende Ionisation im schwachen magnetischen Feld (WF - I)

ergibt maximal:

Besetzte Zustände	SF - I		WF - I	
1, 2, 3	$P_Z = 0$	$P_{ZZ} = 0$	$P_Z = +\frac{1}{3}$	$P_{ZZ} = -\frac{1}{3}$

Ionisation im starken magnetischen Feld (SF - I) ergibt keinen Vorteil gegenüber einem unzerlegten, unpolarisierten Strahl.

Der Arbeit sind dabei folgende Definitionen zugrunde gelegt:

Def.: $P_Z = N_+^* - N_-^*$ 3. Komponente der Vektorpolarisation
 $P_{ZZ} = 1 - 3 N_0^*$ 3. Komponente der Tensorpolarisation
 "Alignment"

Darin bedeutet N_+^* die normierte Besetzungszahl des Deuteronenzustandes mit der magnetischen Quantenzahl $m_I = +1$, N_0^* die des Zustands mit $m_I = 0$ und N_-^* diejenige des Zustands mit $m_I = -1$.

Nach der von Abragam-Winter [1], [2] vorgeschlagenen Methode des adiabatischen Durchgangs kann man mit Hilfe geeigneter statischer und dynamischer magnetischer Felder einen vollkommenen Austausch der Besetzungszahlen zwischen je 2 Zuständen (i) und (f) des Deuteriumatomstrahls vornehmen. Sind durch die vorausgegangene 2n-Pol-Trennung nur die Zustände (1), (2) und (3) im Atomstrahl besetzt, so sind folgende Umbesetzungen interessant:

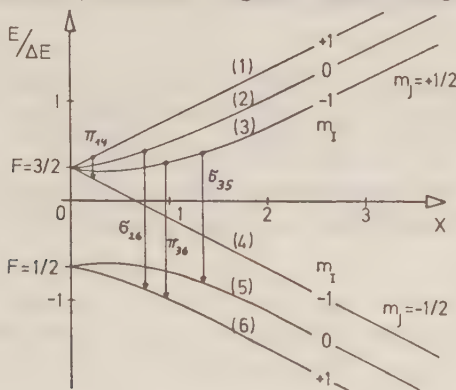


Fig. 2 Breit-Rabi-Diagramm des Deuteriumatoms mit eingezeichneten Umbesetzungen

π bzw. σ kennzeichnet dabei lediglich die Lage der magnetischen Feldstärke des dynamischen Feldes H_1 relativ zu der des statischen Feldes H_0 und zwar bedeutet π : $H_1 \parallel H_0$ bzw. σ : $H_1 \perp H_0$, gleichbedeutend mit Δm_I gerade bzw. Δm_I ungerade.

Hat man ausgehend von den Zuständen 1, 2 und 3 diese Umbesetzungen ausgeführt und ionisiert den Atomstrahl dann im starken magnetischen Feld (SF - I) bzw. im schwachen magnetischen Feld (WF - I), so erhält man P_Z - bzw. P_{ZZ} - Werte, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind:

Umbesetzung	Besetzte Zustände	SF - I		WF - I	
$\pi_{(1)} \longrightarrow (4)$	2, 3, 4	$P_Z = -\frac{2}{3}$	$P_{ZZ} = 0$	$P_Z = -\frac{1}{3}$	$P_{ZZ} = -\frac{1}{3}$
$\pi_{(3)} \longrightarrow (6)$	1, 2, 6	$P_Z = +\frac{2}{3}$	$P_{ZZ} = 0$	$P_Z = +\frac{2}{3}$	$P_{ZZ} = 0$
$\sigma_{(2)} \longrightarrow (6)$	1, 3, 6	$P_Z = +\frac{1}{3}$	$P_{ZZ} = +1$	$P_Z = +\frac{4}{9}$	$P_{ZZ} = 0$
$\sigma_{(3)} \longrightarrow (5)$	1, 2, 5	$P_Z = +\frac{1}{3}$	$P_{ZZ} = -1$	$P_Z = +\frac{2}{9}$	$P_{ZZ} = 0$

Man sieht, daß man bei Verwendung eines Starkfeldionisierers *) mit den Umbesetzungen π_{14} und π_{36} reine Vektorpolarisation mit entgegengesetztem Vorzeichen erhält. Bei den Umbesetzungen σ_{26} und σ_{35} erreicht man starke Tensorpolarisation mit entgegengesetztem Vorzeichen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Realisierung der Umbesetzungen beschrieben. Die experimentell erreichten Umbesetzungen werden mit 2 verschiedenen Verfahren überprüft.

Die Deuteronen im Zustand reiner Vektorpolarisation werden mit dem Tandem beschleunigt und elastisch an He^4 und C^{12} gestreut.

*) Starkfeldionisierer: Dipl.Phys. G. Graw, Dissertation
Erlangen 1968

§ 2 Theorie der Umbesetzungen

2.1 Quantenmechanische Formulierung des Problems und Einführung des fiktiven Spins

Zur Durchführung der Umbesetzungen ist es notwendig, in einem statischen Magnetfeld die Unterzustände der Atome (4 bei Wasserstoff, 6 bei Deuterium) zu definieren und eine Störung in Form dynamischer Magnetfelder, insbesondere eines hochfrequenten Feldes, anzubringen.

Der Hamiltonoperator (für die Spinanteile) für das atomare System in den magnetischen Feldern erhält somit folgende Form:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1$$

wobei $\mathcal{H}_0$ die Wechselwirkung des Deuteriumatoms mit dem statischen Magnetfeld H_0 und $\mathcal{H}_1$ die mit dem Hochfrequenzfeld H_1 beschreibt.

In (2.5) werden Bedingungen angegeben, die sicherstellen, daß jeweils nur der Übergang von Atomen aus einem bestimmten Zustand in einen bestimmten Zustand erfolgt. Ist dies der Fall, so kann in guter Näherung das Vorhandensein der anderen Unterzustände vernachlässigt werden. Das quantenmechanische System des Wasserstoffatoms bzw. Deuteriumatoms verhält sich dann wie ein Spin 1/2-System mit nur zwei magnetischen Unterzuständen.

Im Gegensatz zum realen Spin des realen quantenmechanischen Systems wird dieser Spin im Anschluß an ²⁴ "fiktiv" genannt. Er besitzt ein fiktives magnetisches Moment und wechselwirkt mit fiktiven magnetischen Feldern. Alle fiktiven Größen ergeben sich aus den realen durch Gleichsetzen der Matrixelemente des Übergangs in beiden Systemen (vgl. A I). Die Bewegung des Erwartungswertes der z-Komponente dieses fiktiven Spins soll nun untersucht werden.

2.2 Äquivalenz zwischen quantenmechanischer und klassischer Betrachtungsweise

Quantenmechanisch gilt für die Bewegung, d.h. zeitliche Änderung eines Spins $\underline{I}$ bei gegebenem Hamiltonion H in der Heisenbergschreibweise

$$\frac{d}{dt} \underline{I} = [\mathcal{H}, \underline{I}] \cdot \frac{i}{\hbar} \quad (2.2a)$$

wobei $\mathcal{H} = -(\underline{\mu} \cdot \underline{H})$ die Wechselwirkungsenergie zwischen dem mit dem Spin $\underline{I}$ verknüpften magnetischen Moment $\underline{\mu} = \gamma \cdot \underline{I}$ und der angelegten magnetischen Feldstärke $\underline{H}$ ist. Man erhält somit

$$\frac{d}{dt} \underline{I} = -\frac{i\gamma}{\hbar} \cdot [(\underline{I} \cdot \underline{H}), \underline{I}]$$

Wendet man die Vertauschungsregeln für Drehimpulse an und betrachtet nur die z-Komponente, so ergibt sich daraus

$$\underline{\frac{d}{dt} I_z} = \underline{\frac{\gamma}{\hbar} (\underline{I} \times \underline{H})_z} \quad (2.2b)$$

Klassisch erfährt ein magnetisches Moment $\underline{\mu} = \gamma \cdot \underline{I}$ in einem Magnetfeld ein Drehmoment

$$\underline{M} = \underline{\mu} \times \underline{H} = \gamma \cdot \underline{I} \times \underline{H} \quad (2.2c)$$

Außerdem gilt allgemein für einen Drehimpuls $\underline{L} = \hbar \cdot \underline{I}$

$$\frac{d}{dt} \underline{L} = \underline{M}$$

Faßt man zusammen, so erhält man

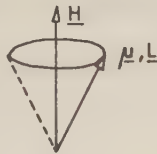
$$\underline{\frac{d}{dt} \mu} = \underline{\frac{\gamma}{\hbar} \mu \times H} \quad (2.2d)$$

Der Vergleich der beiden unterstrichenen Gleichungen (2.2b) und (2.2d) zeigt:

Der quantenmechanische Erwartungswert I_z der 3. Komponente von $\underline{I}$ bewegt sich also wie das klassisch betrachtete magnetische Moment von $\underline{I}$.
--

Diese Aussage erhält man auch aus dem (verallgemeinerten) Ehrenfest'schen Theorem der Quantenmechanik.

Bemerkung: Ist $\underline{H}$ in Gleichung (2.2d) insbesondere ein zeitlich konstantes Magnetfeld, so liegt eine Präzession des magnetischen Moments $\underline{\mu}$ mit der Larmorfrequenz ω_L vor.



Es gilt:

$$\underline{\dot{M}} = + \underline{\omega}_L \times \underline{L}$$

$$\gamma \underline{I} \times \underline{H} = + \underline{\omega}_L \times \underline{I} \quad = - \hbar \underline{I} \times \underline{\omega}_L$$

$$\underline{\omega}_L = - \frac{\gamma \underline{H}}{\hbar} \quad (2.2e)$$

2.3 Klassische Bewegung eines magnetischen Moments $\underline{\mu}$ in einem Magnetfeld

Nach 2.2 ist es naheliegend, die Bewegung des magnetischen Moments $\underline{\mu}$ in einem rotierendem Koordinatensystem zu beschreiben.

Das System S' drehe sich relativ zum System S mit der Winkelgeschwindigkeit $\underline{\omega}$. Dann gilt:

$$\frac{d\underline{\mu}}{dt} = \left(\frac{d\underline{\mu}}{dt} \right)' + \underline{\omega} \times \underline{\mu} \quad (2.3a)$$

Einsetzen von (2.2d) ergibt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} \underline{\mu} \right)' &= \frac{\gamma}{\hbar} \underline{\mu} \times \underline{H} + \underline{\mu} \times \underline{\omega} \\ &= \frac{\gamma}{\hbar} \underline{\mu} \times \left(\underline{H} + \frac{\hbar \underline{\omega}}{\gamma} \right) \end{aligned} \quad (2.3b)$$

1) Statisches Magnetfeld.

Ist $\underline{\omega} = \underline{\omega}_L$, so steht $\underline{\mu}$ in S' still, denn mit Gleichung (2.2e) wird die Klammer auf der rechten Seite von (2.3b) Null, und es ergibt sich:

$$\left(\frac{d}{dt} \underline{\mu} \right)' = 0$$

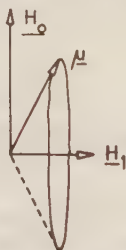
2) Statisches Magnetfeld mit dynamischem Störfeld.

Ist $\underline{H} = \underline{H}_0 + \underline{H}_1$ mit $\frac{d}{dt} \underline{H}_0 = 0$ (d. h. $\underline{H}_0$ ist ein statisches Magnetfeld und $\underline{H}_1 \perp \underline{H}_0$ mit $\underline{H}_1(t) = \underline{H}_1 \cos \omega_0 \cdot t$, wobei

$$\omega_0 = - \frac{\gamma \cdot H_0}{h} = \omega, \text{ so gilt}$$

$$\left(\frac{d}{dt} \underline{\mu} \right)' = \frac{\gamma}{h} \underline{\mu} \times \underline{H}_1$$

Diese Gleichung sagt: Im rotierenden System S' präzediert $\underline{\mu}$ um $\underline{H}_1$ herum.



Die Zahl der Umläufe hängt von der Zeit τ_{ab} , die das magnetische Moment $\underline{\mu}$ im Feld $\underline{H} = \underline{H}_0 + \underline{H}_1$ verbringt. Handelt es sich insbesondere um Atome eines Atomstrahls, die ja eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung haben, so werden nach Zeiten $\tau > \frac{1}{\omega}$ alle Einstellungen von $\underline{\mu}$ relativ zu $\underline{H}$ vorkommen, entsprechend den verschiedenen Flugzeiten der Atome im Übergangsfeld.

Also gilt hier für den Mittelwert von μ_z :

$$\overline{\mu_z \text{ final}} = 0$$

oder quantenmechanisch für das Spin 1/2-System ausgedrückt: Die Besetzungszahlen der beiden magnetischen Unterzustände sind gleich.

Dieser Fall wird als exakte Resonanz bezeichnet und findet sich z. B. in der Versuchsanordnung von Bloch und Purcell [3] (Magnetische Kernresonanz).

Bemerkung: In der Versuchsanordnung von Rabi wird α üblicherweise so gewählt, daß $\underline{\mu}$ um den Winkel π um $\underline{H}_1$ präzediert. Infolge der Maxwellverteilung kann dies für einen großen Teil der Atome wenigstens näherungsweise erfüllt werden, so daß $\overline{\mu_z f} \approx -0,75 \cdot \mu_z i$ wird.

3) Statisches Feld und Störfeld mit spezieller Form.

Ein interessanter Fall ergibt sich, wenn man wählt:

$$\underline{H} = \underline{H}_0 + \underline{\Delta H(t)} + \underline{H}_1,$$

so daß wird

$$\left(\frac{d}{dt} \underline{\mu}\right)' = \frac{\gamma}{\hbar} \underline{\mu} \times (\underline{H}_1 + \underline{\Delta H(t)}) \equiv \frac{\gamma}{\hbar} \underline{\mu} \times \underline{H}_{\text{eff}}$$

wobei $\underline{\Delta H(t)}$ kontinuierlich von $\underline{\Delta H} \uparrow \underline{H}_0$ über 0 in $\underline{\Delta H} \downarrow \underline{H}_0$ übergehen soll. Der Atomstrahl durchlaufe also folgende Feldanordnung

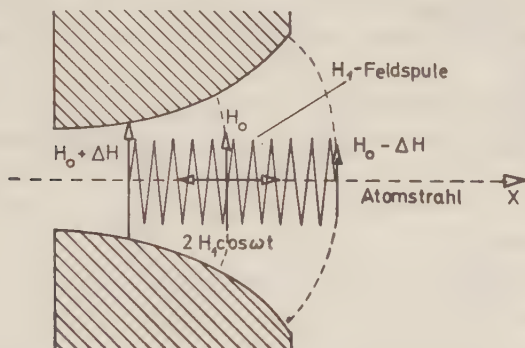


Fig. 3 Anordnung der magnetischen Felder zur Durchführung einer Umboesetzung (π).

Bemerkung: Das Hochfrequenzfeld ist zunächst ein linear oszillierendes Feld. Dieses kann jedoch aus zwei gegenläufig rotierenden Komponenten zusammengesetzt werden:

$$2 H_1 \cdot \cos \omega t = H_1 \cos \omega t + H_1 \cos (-\omega t)$$

Von diesen Komponenten läuft eine entgegengesetzt zur

Präzession von $\underline{\mu}$ um und hat im zeitlichen Mittel keine Wirkung.

Mit diesem speziellen Störfeld findet man für die Bewegung des magnetischen Moments $\underline{\mu}$ im rotierenden Koordinatensystem S' :

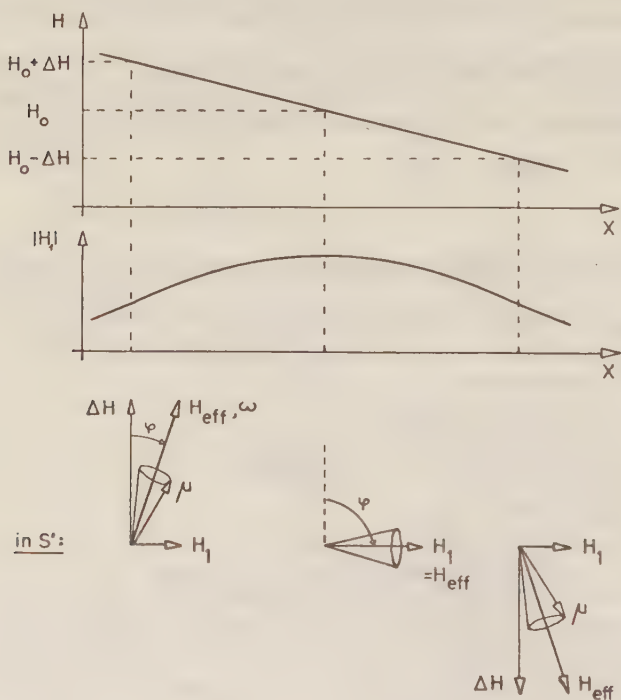


Fig. 4 Betrag der magnetischen Feldstärke H des statischen Feldes und der Amplitude des rotierenden Magnetfeldes längs der Umbesetzungstrecke. Darunter 3 Momentanbilder der Bewegung des magnetischen Moments $\underline{\mu}$ im rotierenden Koordinatensystem S' .

Man erkennt: $\underline{\mu}$ geht aus einer Stellung, die annähernd parallel zur $+z$ -Richtung ist, in eine Stellung über, die

annähernd parallel zur -z-Richtung ist oder umgekehrt.
Quantenmechanisch heißt dies:

Die Besetzungszahl des Unterzustands mit +m wird mit der des Zustands -m ausgetauscht.

2.4 Bedingungen für die Umbesetzungen

Aus den vorausgegangenen Ausführungen erkennt man, daß folgende Bedingungen bei den Umbesetzungen eingehalten werden müssen:

a) Feldwahlbedingung

Soll die Besetzungszahl des Unterzustands i mit der des Unterzustands f ausgetauscht werden, ohne daß gleichzeitig die Besetzungszahlen zweier beliebiger anderer Unterzustände m und n ausgetauscht werden, so muß gelten:

$$\left| E_i(H) - E_f(H) \right| \neq \left| E_m(H) - E_n(H) \right| \quad (2.4a)$$

Feldwahlbedingung

und zwar für alle Feldstärken H zwischen $H_0 + \Delta H$ und $H_0 - \Delta H$.

Dies gilt für die Umbesetzungen ζ_{26} , ζ_{35} und π_{36} . Die Umbesetzung π_{14} führt man besser im schwachen Feld aus unter Einhaltung der "Schwachfeldbedingung" (vgl. dazu [12]).

b) Frequenzbedingung

Soll die Umbesetzung in der beschriebenen Weise von einem hochfrequenten Feld $H_1 \cos \omega t$ induziert werden, so muß gelten:

$$\left| E_i(H_0) - E_f(H_0) \right| = \hbar \omega \quad (2.4b)$$

Frequenzbedingung

Hat man also ein H_0 gewählt, das die Beziehung (2.4a) erfüllt, so legt (2.4b) die Frequenz ω fest (Resonanzbedingung).

c) Bedingung für Polarisationsumkehr

Die Größe der z-Komponente von μ nach Durchlaufen der Umbesetzungsstrecke wird wesentlich bestimmt durch den Winkel zwischen H_{eff} und ΔH (vgl. Fig. 4). Dieser Winkel ist klein, wenn

$$\Delta H \gg H_1 \quad (2.4c)$$

Bedingung für Polarisationsumkehr

Dann nämlich geht $\mu_z \approx \mu$ in $\mu_{-z} \approx -\mu$ über, was gleichbedeutend ist mit einem vollständigen Austausch der Besetzungszahlen N_+ und N_- .

d) Adiabatenbedingung.

Die Drehung von H_{eff} aus der $+z$ -Richtung in die $-z$ -Richtung erfolgt mit einer Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$, die sich aus der Fluggeschwindigkeit der Strahlátome und der Länge der Umbesetzungsstrecke ergibt (vgl. 2.5). Solange

$$\dot{\varphi} \ll \omega \quad \text{Adiabatenbedingung}$$

wird μ in seiner Präzessionsbewegung um H_{eff} nicht gestört und der Öffnungswinkel des Präzessionskegels bleibt konstant. Im Falle $\dot{\varphi} > \omega$ jedoch würde der Öffnungswinkel des Präzessionskegels anwachsen und damit

$$|\mu_{-z}| < \mu \approx \mu_{+z}$$

werden, was gleichbedeutend mit $(N_-)_f < (N_+)_i$, also einer unvollständigen Umbesetzung ist.

Praktisch geht man also folgendermaßen vor: Man wählt eine Feldstärke H_0 , die die Bedingung (2.4a) erfüllt. Mit (2.4b) ist dann die Frequenz ω festgelegt. Damit ist sichergestellt, daß nur die 2 gewünschten Unterzustände in Wechselwirkung treten und man kann das Problem als das in einem fiktiven Spin-1/2-System auffassen. In diesem System studiert man die Bewegung des fiktiven μ' und wählt solche Größen $\Delta H'$ und H_1' , daß die Bedingungen (2.4c) und (2.4d) erfüllt werden. Dann errechnet man aus $\Delta H'$ und H_1' die realen Feldstärken ΔH und H_1 (vgl. A1), die experimentell verwirklicht werden müssen. Mit diesem ΔH muß nochmals überprüft werden, ob (2.4a) im ganzen Feldstärkebereich $H_0 + \Delta H$ bis $H_0 - \Delta H$ eingehalten wird.

2.5 Die realen Umbesetzungsfelder

Den oben angegebenen Schema und Bedingungen folgend werden für die einzelnen Umbesetzungen die in der 2. Spalte der Tabelle angegebenen H_0 -Werte gewählt und die zugehörigen Frequenzen nach (2.4b) berechnet (Spalte 3).

Umbesetzung	H_0	$\nu = \frac{\omega}{2\pi}$	ΔH	H_1
2 — 6	54 Oe	400 MHz	± 10 Oe	5 Oe
3 — 6	90 Oe	400 MHz	± 15 Oe	5 Oe
3 — 5	132 Oe	400 MHz	± 20 Oe	5 Oe

$E_1(H)$ für das Deuteriumatom ist bekannt (vgl. A I). In Spalte 4 und 5 sind ΔH und H_1 angegeben, wie man sie aus den weiter unten angegebenen Größen $\Delta H'$ und H_1' nach (A I) berechnet.

Mit den angegebenen Feldgrößen sind die Resonanzbedingungen (2.4b) und die Feldwahlbedingung (2.4a) erfüllt, denn wie man aus Fig. 5 entnimmt, ist ΔH so, daß sich keine Übergänge überlappen.

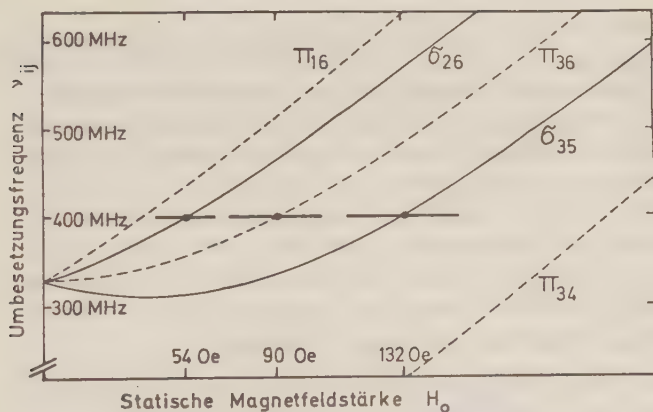


Fig. 5 Abhängigkeit der Umsetzungsfrequenzen von der magnetischen Feldstärke H_0 . Bei den 3 interessierenden Umbesetzungen ist der Bereich $H_0 + \Delta H$ bis $H_0 - \Delta H$ kenntlich gemacht.

Nun kann also der Austausch der Besetzungszahlen N_i und N_j beschrieben werden als der von $N_{+1/2}$ und $N_{-1/2}$ eines

fiktiven Spins 1/2.

Die zugehörigen fiktiven Größen $\Delta H'$ und H_1' müssen die Bedingung für Polarisationsumkehr

$$\Delta H' \gg H_1' \quad (2.5a)$$

und die Adiabatenbedingung

$$\dot{\varphi} \ll \omega$$

erfüllen. Da $\dot{\varphi}$ von der Länge l der Umbesetzungsstrecke, der Geschwindigkeit der Atome und von $|H_{\text{eff}}|$ abhängt, findet man explizit

$$\frac{\Delta H'}{l} \ll \frac{1}{2 u_m} \cdot \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot H_1'^2$$

Dabei ist u_m die mittlere Geschwindigkeit der Deuteriumatome im Strahl. Mit $l = 3 \text{ cm}$, $u_m \approx 2 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$ und der Äquivalenz $1 \text{ Oe} \hat{=} (10^3/4\pi) \text{ A/m}$ erhält man:

$$\Delta H' \ll \frac{73,3}{\text{Oe}} \cdot H_1'^2 \quad (2.5b)$$

Die folgende Tabelle enthält neben den bereits festgelegten H_0 -Feldstärken Werte für die fiktiven Feldstärken $\Delta H'$ und H_1' , für die man leicht nachprüft, daß obige Ungleichungen gut erfüllt sind. Aus $\Delta H'$ bzw. H_1' errechnet man wie in (A I) gezeigt, die realen Feldstärken ΔH bzw. H_1 gemäß

$$\Delta H = \left(\frac{\mathcal{P}}{x} \right)^{-1}_{\text{if}} \cdot \Delta H'$$

$$\text{bzw.} \quad H_1 = \alpha_{\text{if}}^{-1} \cdot H_1'$$

Die Faktoren $\mathcal{P}/x$ und α sind in (A I) definiert.

Umbesetzung	H_0	$x \frac{H_0}{1170 \text{ Oe}}$	$\Delta H'$	H_1'	ΔH	H_1
2 $\longrightarrow$ 6	54 Oe	0,46	25 Oe	2,1 Oe	10 Oe	5 Oe
3 $\longrightarrow$ 6	90 Oe	0,77	24 Oe	1,3 Oe	15 Oe	5 Oe
3 $\longrightarrow$ 5	132 Oe	1,13	24 Oe	2,35 Oe	20 Oe	5 Oe

Damit sind die Feldstärken der Umbesetzungsfelder alle bestimmt.

§ 3 Nullfeldübergänge

Unter Nullfeldübergängen soll folgendes verstanden werden:

Wenn ein Strahl mit polarisierten Atomen, d.h. teilweise un- oder unterbesetzten Unterzuständen ein Gebiet des Raumes mit sehr schwacher magnetischer Feldstärke durchläuft, werden die Zustände innerhalb eines Spin-Multipletts energetisch nahezu entartet. Sie besitzen dann praktisch die gleiche Energie und jede beliebig kleine Störung vermag Atome des einen Zustands in solche eines anderen zu überführen. Innerhalb eines Spin-Multipletts werden so im Extremfall $H = 0$ alle Unterzustände gleichmäßig besetzt. Die Polarisation des Strahls wird auf diese Weise vermindert oder völlig zerstört.

Bei der Vielzahl von aufeinander folgenden magnetischen Feldern in einer polarisierten Quelle ist es leicht möglich, daß auf dem Strahlweg Bereiche mit sehr geringer magnetischer Feldstärke auftreten. Oft hilft Umpolen allein eines Feldes, um dies zu beheben.

3.1 Theoretische Betrachtungen

Befindet sich also das Spin-System in einem schwachen magnetischen Feld, so sind die Unterzustände innerhalb eines F-Multipletts energetisch nur wenig separiert, d.h. beinahe entartet. Jede kleine Störung verursacht dann Übergänge. Es soll nun abgeschätzt werden, daß die entsprechenden Matrixelemente unter leicht eintretenden experimentellen Bedingungen genügend groß werden können. Die Rechnungen sind für das Multiplett $F = 1$ des atomaren Wasserstoffs durchgeführt.

Die magnetische Feldstärke, die die Teilchen durchlaufen, sei nach Richtung konstant, ändere aber den Betrag längs des Flugweges z.B. innerhalb 10 mm von 10 auf 110 mOe und wieder auf 10 mOe (verursacht z.B. durch ein kleines Eisenstück in der Nähe des Strahlweges).

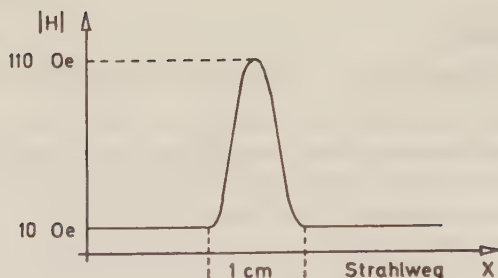


Fig. 6 Hypothetischer Verlauf des Betrages der magnetischen Feldstärke längs des Flugweges.

Die Feldänderung, die die Teilchen erleben, geschieht in einer Zeit Δt , die sich leicht aus der Länge der Feldstufe Δx und der Teilchengeschwindigkeit v_m (v_m = mittlere Geschwindigkeit) ergibt:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v_m} = \frac{1 \text{ cm}}{2 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

Damit wird für die Teilchen das magnetische Feld zeitabhängig: $H = H(t)$. Die Form der Feldschwelle kann natürlich auch anders angenommen werden, es wird sich jedoch zeigen, daß diese Form nicht wesentlich für das Ergebnis ist.

Das zeitabhängige Feld $H(t)$ muß jetzt fourierzerlegt werden. Interessant sind die Amplituden der Fourierkomponenten mit Frequenzen, die möglichen Übergangsfrequenzen innerhalb des F - Multipletts entsprechen, also z. B. für den Übergang vom Zustand 2 mit $m_I = 0$ zum Zustand 3 mit $m_I = -1$ im Multiplett F = 1:

$$\hbar \omega = E_2 - E_3 = \frac{\Delta E}{2} \left(\frac{1}{2} - \sqrt{1+x^2} \right) - \frac{\Delta E}{2} \left(\frac{1}{2} - x \right)$$

mit $x = \frac{H}{507} \text{ Oe}$ und $\Delta E = \hbar \cdot 1420 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Für kleine magnetische Feldstärken, d.h. $x \ll 1$ ergibt sich näherungsweise

$$\hbar \nu \approx \frac{\Delta E}{2} \cdot x$$

und somit bei einer mittleren Feldstärke von $\bar{H} = 60 \text{ mOe}$ in der Feldstufe:

$$\nu = 0,085 \text{ MHz} \approx 0,1 \text{ MHz}$$

Andererseits läßt sich der Hauptanteil (Grundfrequenz) des Fourierpektrums für eine Feldschwelle der angenommenen Form leicht abschätzen, da man weiß, daß z.B. bei einer Kastenstruktur gilt:

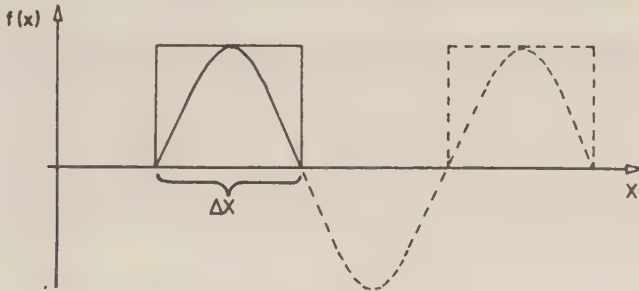


Fig. 7 Zur Fourierzerlegung einer Funktion. Das 1. Glied der Fourierreihe gibt ziemlich genau Amplitude und Periodenlänge der Struktur der Funktion wieder.

Die Grundfrequenz hat eine Periodenlänge von

$$T \approx 2 \cdot \Delta x$$

Dies gilt auch für Strukturen wie Glockenkurve, Dreieck usw. . Für die Feldschwelle ergibt sich also

$$T \approx 2 \cdot \Delta t = 10 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$$

und damit

$$\nu_0 = \frac{1}{T} = \frac{1}{10^{-5} \text{ s}} = 0,1 \text{ MHz}$$

Bemerkung: Diese Abschätzung gilt auch dann noch, wenn die Feldschwelle die Form hat

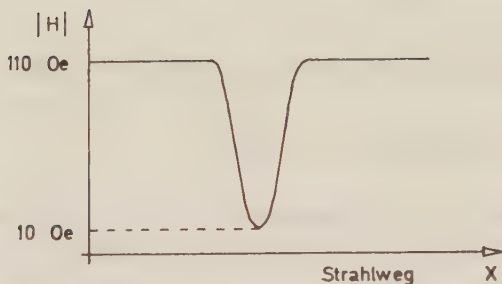


Fig. 8 Bereich verminderter Feldstärke in einem schwachen Magnetfeld

Man erkennt, daß bereits die Hauptfrequenz des Fourierspektrums der Übergangsfrequenz entspricht. Die Amplitude dieses Spektralterms ist ungefähr gleich der Höhe (bzw. Tiefe) der Feldschwelle, also etwa 100 mOe unter den gemachten Annahmen.

Damit ist gezeigt, daß in einem schwachen, sich ändernden Feld H_0 leicht ein resonantes Hochfrequenzfeld vorhanden sein kann, das hier näherungsweise gegeben ist durch:

$$\tilde{H}_1 = |H_1| \cdot \cos 2\pi \cdot \nu_0 \cdot t = 0,1 \text{ Oe} \cdot \cos \omega_0 \cdot t$$

mit $\omega_0 = 0,628 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Ist I der Spin, hier $=1$ (Multipllett $F = 1$) und sind m, m' die magnetischen Quantenzahlen der durch das resonante Störfeld verkoppelten Niveaus, so ist die Übergangswahrscheinlichkeit nach [20] gegeben durch

$$P_{m m'} = \left(\cos \frac{\alpha}{2} \right)^{4I} \cdot (I+m)!(I+m')!(I-m)!(I-m')! \cdot \left\{ \sum_{i=0}^{2I} (-1)^i \frac{\left(\tan \frac{\alpha}{2} \right)^{2i - m + m'}}{i!(i-m+m')!(I+m-i)!(I-m'-i)!} \right\}^2$$

mit

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \cdot t \right) ; \quad \alpha = \frac{\gamma H_1}{h}$$

wobei $\frac{\gamma H_1}{h}$ die mit der Störenergie verbundene Frequenz, θ der Winkel zwischen der Spinstellung im Zustand m und der im Zustand m' ist (klassisch betrachtet).

Für den Übergang $m = 0 \longrightarrow m = -1$ im Multipllett $F = 1$ erhält man

$$P_{0,-1} = 2 \cdot \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sqrt{1 - \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

Da t die Zeit ist, die sich die Atome im Störfeld (Feldschwelle) befinden, muß

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1}{2} a t \right)$$

über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Strahl-atome gemittelt werden. Die Durchführung nach [21] liefert

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = \left\{ \frac{1}{2} - I(a.l/v_H) \right\} \cdot \sin^2 \theta$$

mit $a = \frac{\gamma H_1}{\hbar}$, l = Länge der Feldschwelle, v_H = häufigste Geschwindigkeit.

$I(x)$ ist ein bestimmter Integralkern, der bei der Mittelung auftritt. Man findet ihn tabelliert [21].

Setzt man $a = 8 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $l = 1 \text{ cm}$ und $v_H = 2 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, so wird

$$\left\{ \frac{1}{2} - I(x) \right\} = 0,76 \quad \text{mit } x \approx 4$$

und weiter

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = 0,76 \cdot \sin^2 \theta = 0,76 \quad \text{wegen } \theta = \frac{\pi}{2}$$

Schließlich erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{0,-1}$:

$$P_{0,-1} \approx 0,75$$

d.h. etwa $3/4$ aller Atome im Zustand (2), also mit $F = 1$, $m = 0$ klappt in einer Feldschwelle der angenommenen Form um in den Zustand (3), also mit $F = 1$, $m = -1$.

Das Ergebnis sieht ähnlich aus, wenn man die Annahmen (Länge der Feldschwelle, Beträge der Feldstärke, Form der Feldschwelle) variiert.

3.2 Experimenteller Nachweis der Nullfeldübergänge

Bei der Vielzahl von aufeinander folgenden magnetischen Feldern in einer polarisierten Quelle ist es leicht möglich, daß auf dem Strahlweg Bereiche mit sehr geringen Feldstärken auf-

treten. Nullfeldübergänge vermindern oder zerstören dann die Polarisation. Dies wird hier experimentell bewiesen und zwar an gewöhnlichem Wasserstoff, der nur in 4 Unterzuständen aufspaltet (Deuterium: 6).

Ein polarisierter Atomstrahl, der nur die Komponenten (1) und (2) enthält, wird mit Hilfe eines besonders geeigneten magnetischen Dipolfeldes analysiert (genaue Daten des Dipolmagneten [12] :

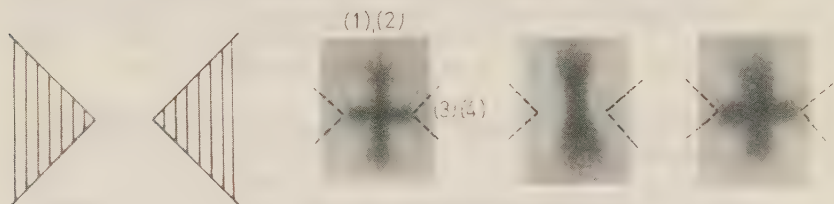


Fig. 9 a) b) c) d)

- a) Profil der Polschuhe des Dipolmagneten 90°-prismenförmig,
- b) Aufspaltungsbild eines unpolarisierten Atomstrahls
- c) Aufspaltungsbild eines polarisierten Atomstrahls
- d) Aufspaltungsbild eines ehemals polarisierten Atomstrahls nach Durchlaufen eines "Nullfeldes".

Läßt man nun den polarisierten Atomstrahl durch eine enge Kanalbohrung ($\varnothing$ 2 mm) in einem Weicheisenzyylinder ($\varnothing$ 5 cm, Länge 6 cm) laufen, der das magnetische Erdfeld und sonstige Streufelder abschirmt, so erzeugt man einen weiten Bereich mit sehr schwachem Feld (Abschätzung: $|H| \approx 100$ m Oe).

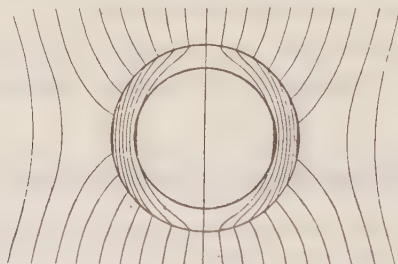


Fig. 10 Abschirmeffekt, Weicheisenzyylinder im homogenen Magnetfeld

Analysiert man den aus diesem Zylinder austretenden Atomstrahl, so erhält man das Aufspaltungsbild Fig. 9d.

Man erkennt, daß die vorher unbesetzte Elektronenspin-komponente $m_J = -1/2$ wieder stark besetzt ist. Es hat eine Mischung der Zustände $m_F = +1, 0, -1$ im Multiplett $F = 1$ stattgefunden:

$$(1), (2) \longrightarrow (1)', (2)', (3)'$$

Diese Verhältnisse sind bei Deuterium in noch stärkerem Maße vertreten, weil bei Deuterium die magnetische Aufspaltung der Hyperfeinstruktur geringer ist als bei Wasserstoff. Bei Deuterium ist ein größerer Bereich von Feldstärken bereits als hinreichend gutes "Nullfeld" zu betrachten.

§ 4 Durchführung und Nachweis der Umbesetzungen von Deuteriumunterzuständen nach Abragam-Winter.

4.1 Experimentelle Realisierung der Umbesetzungsfelder

Die Umbesetzungen mit den zugehörigen Frequenzen und magnetischen Feldstärken (vgl. 2.5) sind in der folgenden Tabelle nochmals zusammengestellt.

Umbesetzung	Frequenz	Feldstärke H_0	ΔH	H_1	Umbesetzungswahrscheinlichkeit
1 $\longrightarrow$ 4	10,5 MHz	11 Oe	± 6 Oe	2 Oe	----
2 $\longrightarrow$ 6	400 MHz	54 Oe	± 10 Oe	5 Oe	$0,98 \pm 0,05$
3 $\longrightarrow$ 6	400 MHz	90 Oe	± 15 Oe	5 Oe	$0,72 \pm 0,04$
3 $\longrightarrow$ 5	400 MHz	132 Oe	± 20 Oe	5 Oe	$0,91 \pm 0,05$

Die genauen Daten zur Umbesetzung 1 $\longrightarrow$ 4 sind in [11] angegeben.

Für die Umbesetzungen bei mittleren magnetischen Feldstärke wurde folgende Anordnung gewählt:

a) Die statische Feldanordnung $H_0 \pm \Delta H(x)$

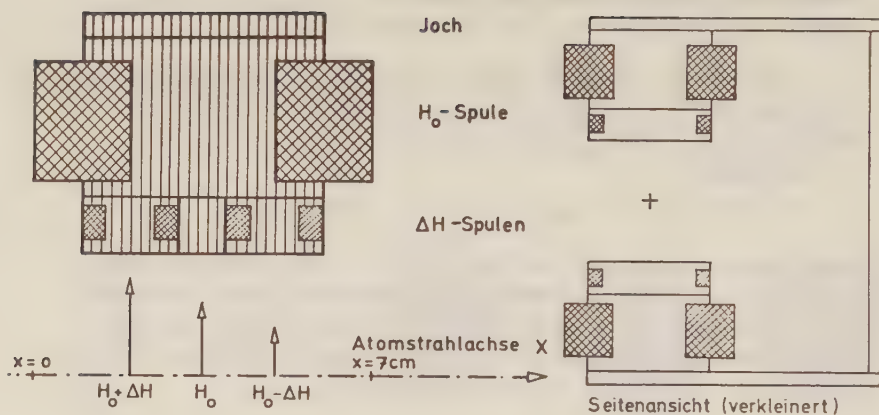


Fig. 11 Felderzeugung für 3—6, 2—6, 3—5
(Nur der obere Polschuh gezeichnet). Daneben
eine verkleinerte Seitenansicht des gesamten
Magneten.

Damit sind sowohl H_0 als auch ΔH variabel durch Veränderung der entsprechenden Spulenströme.

Das Ergebnis der Messung der magnetischen Feldstärke mit einem Bell-Oerstedtmeter in Abhängigkeit von der Koordinate x in Strahlrichtung zeigen die folgenden Abbildungen für $H_0 \approx 75$ Oe. Bei den anderen H_0 -Feldstärken sind die Verhältnisse ähnlich.

Man kann somit die jeweilige Umbesetzung einstellen und ΔH und H_1 optimieren.

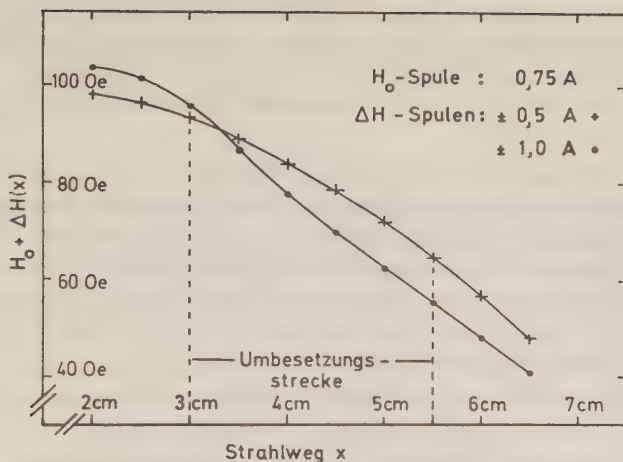


Fig. 12 Magnetische Feldstärke $H_0 + \Delta H(x)$ längs der Strahlrichtung.

Beispiel: $H_0 = 75$ Oe, $\Delta H = 14$ Oe bzw. $\Delta H = 20$ Oe gezeichnet. Der Feldabfall ist genügend linear.

b) Das hochfrequente Feld H_1 .

Ein Oszillator und ein Verstärker aus einer Pintsch-Richtfunkanlage dienen zur Erzeugung der Hochfrequenz (maximal 80 Watt). Der Schwingkreis, in dem das hochfrequente Feld H_1 aufgebaut werden soll, besteht aus einem Cu-Hohlzylinder (versilbert zur Verminderung der Dämpfung durch Skin-Effekt).

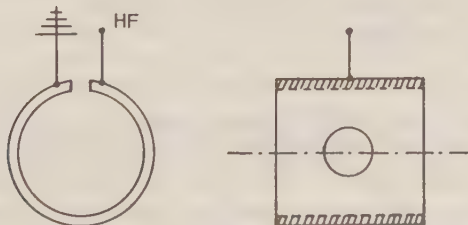


Fig. 13 "Schwingkreis" zur Erzeugung des hochfrequenten Feldes H_1 parallel zur Zylinderachse. Der geschlitzte Cu-Hohlzylinder besitzt Kapazität und Induktivität.

Bei der Umbesetzung $3 \rightarrow 6$ durchsetzt der Strahl die Zylinderachse, das H_0 -Feld ist senkrecht dazu (π -Übergang, $H_1 \perp H_0$), bei den Umbesetzungen $3 \rightarrow 5$ und $2 \rightarrow 6$ den Zylinder senkrecht zu dessen Achse, die hier parallel zu H_0 ist (σ -Übergänge, $H_1 \parallel H_0$). Dazu sind in den Zylinderwänden genügend große Bohrungen angebracht.

Da Induktivität und Kapazität dieser Anordnung bei 400 MHz nur noch annäherungsweise berechenbar sind, muß durch experimentelle Untersuchungen ein Zylinder geeigneter Dimensionen ausgewählt werden, der ein resonantes Verhalten für 400 MHz zeigt. Dadurch ist eine gute Einkoppelung der HF-Leistung sichergestellt. Über die Güte des Schwingkreises lassen sich gleichfalls keine exakten Angaben machen.

Die H_1 - Feldstärke wird (mit Hilfe einer Induktionswindung) überwacht. Die induzierte Spannung wird gleichgerichtet und mit einem Kondensator geglättet. Die so gemessene Spannung ist annähernd proportional zu $|H_1|$.

Da die HF über eine Koaxialleitung in das Vakuum geführt werden muß, ist eine Reihe von Anpassungsproblemen zu lösen. Es sei darauf hingewiesen, daß 400 MHz einer Wellenlänge von

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2,8 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{4 \cdot 10^8 / \text{s}} = 0,70 \text{ m}$$

entsprechen, so daß die Längsdimensionen der Zuleitungen leicht Kabelresonanzen aufkommen lassen. Die Abstimmung der ganzen Hochfrequenzanordnung muß als das experimentell schwierigste Problem bei der Realisierung der Umbesetzungsfelder angesehen werden.

4.2 Messung der Übergangswahrscheinlichkeiten am Deuteriumatomstrahl.

Die Tatsache, daß bei allen Umbesetzungen Zustände mit der vorher unbesetzten Elektronenspinkomponente besetzt werden, ermöglicht es, die Umbesetzungswahrscheinlichkeit am Atomstrahl zu messen. Dabei wird wieder das zusätzliche magnetische Dipolfeld Fig. 9a als Analysator benutzt. Die Messung der Wasserstoffatomstrahl - Intensität erfolgt mit einem ZnO-Kristall-Detektor [9].

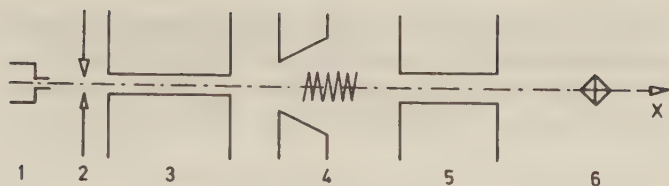


Fig. 14 Schematischer Aufbau der Apparatur.

- 1.) Dissoziator, HF-Entladung $D_2 \rightarrow D$
- 2.) Blende zur Formierung des Atomstrahls
- 3.) 4-Pol-Magnet zur Trennung der Zustände
1, 2, 3 von 4, 5, 6.
- 4.) Umbesetzungseinheit wie beschrieben
- 5.) Magnetisches Dipolfeld mit 90° -prismen-
förmigen Polschuhen
- 6.) ZnO-Kristall als Detektor

Die Fig. 15 zeigt eine Molybdänaufnahme des analysierten Strahls, einmal mit eingeschaltetem Übergang, einmal ohne.



Fig. 15 a) ohne Umbesetzung b) mit Umbesetzung

Plaziert man den Detektor wie in der Figur durch * angegeben, so ist die Intensitätsabnahme beim Einschalten des Übergangs ein Maß für die Umbesetzungswahrscheinlichkeit und zwar sollte bei 100 % Umbesetzungswahrscheinlichkeit die Intensität auf $2/3$ absinken.

Nach dem eben Gesagten überlegt man sich leicht, daß die Umbesetzungswahrscheinlichkeit UW gegeben ist durch

$$UW = 3 \cdot \left(1 - \frac{J^*}{J_0} \right)$$

mit J^* : Intensität mit Übergang

J_0 : Intensität ohne Übergang.

Fig. 16 zeigt eine Meßreihe für die Umbesetzungen $\bar{6}_{35}$ und $\bar{6}_{26}$, aufgenommen mit dem ZnO-Kristall. Gezeigt sind die Schreiberausschläge des Meßgerätes. Es sei darauf hingewiesen, daß die Anzeige nicht proportional zur H-Intensität ist.

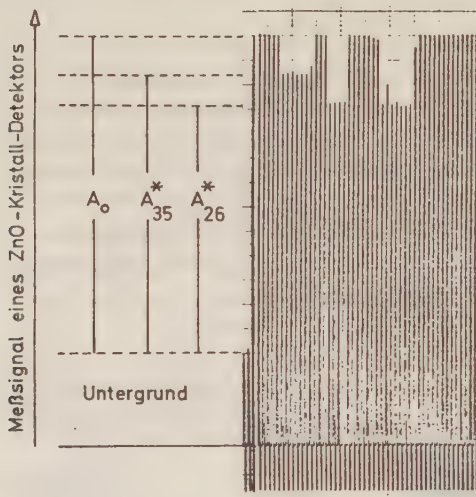


Fig. 16 Kristallanzeige mit bzw. ohne Umbesetzung.

Der diffuse H-Untergrund ist abzuziehen. Die den Ausschlägen A entsprechenden Intensitäten J sind aus der Eichkurve des Kristalls zu erhalten (vgl. [9] und [12]).

Nach diesem Verfahren sind die Umbesetzungswahrscheinlichkeiten für die Umbesetzungen $2 \rightarrow 6$, $3 \rightarrow 6$ und $3 \rightarrow 5$ gemessen worden. Die hierbei erhaltenen Werte sind in der Tabelle 4.1 angegeben.

4.3 Messung der Umbesetzungswahrscheinlichkeit mittels der $T(d,n) \text{ He}^4$ - Reaktion.

Wenn bei einem Übergang Tensorpolarisation erzeugt wird, so kann diese über die anisotrope Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $T(d,n) \text{ He}^4$ bestimmt werden (vgl. z.B. [18]).

Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{\text{unpol}} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{4} P_{ZZ}(3 \cos^2 \theta - 1) \right\}$$

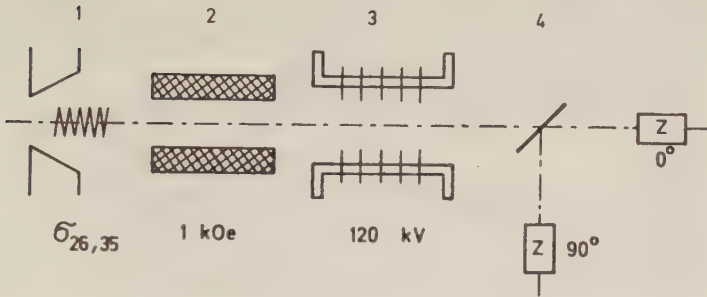


Fig. 17 Schematischer Aufbau des Nachweisteils für P_{ZZ}

- 1.) Umbesetzungseinheit
- 2.) Starkfeldionisierer
- 3.) Beschleunigungsrohr
- 4.) Tritiumtarget. Z: Neutronenzähler unter 0° und 90° .

Diese Reaktion hat bei einer Deuteronenenergie von $E_d = 107 \text{ keV}$ einen Wirkungsquerschnitt von 5 barn. θ ist der Winkel zwischen Emissionsrichtung der Neutronen und der Strahlrichtung = Quantisierungsachse der Deuteronen.

Definition: Anisotropie $A = \frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(90^\circ)} = \frac{Z(0^\circ)}{Z(90^\circ)}$

Für die Zählraten $Z(0^\circ)$ und $Z(90^\circ)$ sind bereits auf apparative Fehler korrigierte Zählraten einzusetzen, d.h. das Zähleranzeigeverhältnis muß mit einem unpolarisierten Deuteronenstrahl gleicher Strahlgeometrie gemessen werden (vgl. auch [18]).

Die Anisotropie A hängt mit P_{ZZ} wie folgt zusammen:

$$A = \frac{1 - \frac{1}{2} P_{ZZ}}{1 + \frac{1}{4} P_{ZZ}}$$

so daß sich aus der Messung von A ohne weiteres P_{ZZ} ergibt:

$$P_{ZZ} = -4 \cdot \frac{A-1}{A+2}$$

Aus $A = 1,33$ ergibt sich $P_{ZZ} = -0,40$, aus $A = 0,67$ folgt $P_{ZZ} = +0,50$.

Mit dieser Anordnung lassen sich bei $\tilde{\sigma}_{26}$ und $\tilde{\sigma}_{35}$ die Einflüsse der verschiedenen Parameter der Umbesetzung studieren.

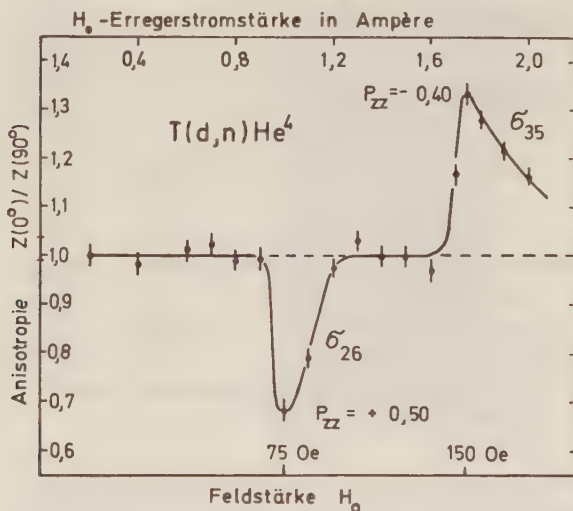


Fig. 18 zeigt das Eintreten der Umbesetzungen, wenn H_0 bei fester Frequenz über die Resonanz gefahren wird.

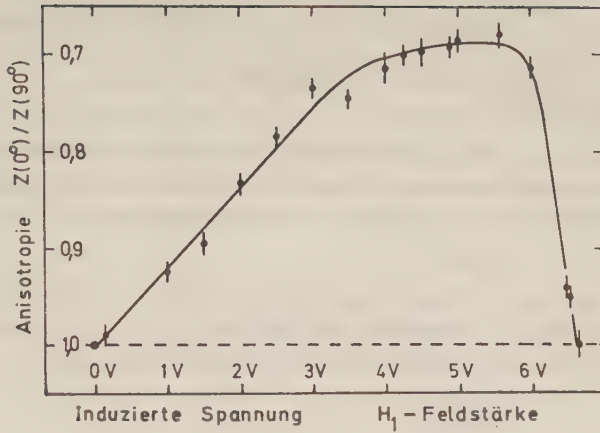


Fig. 19 Abhängigkeit der Umbesetzungsrate von dem Amplitudenbetrag der rotierenden Feldstärke H_1

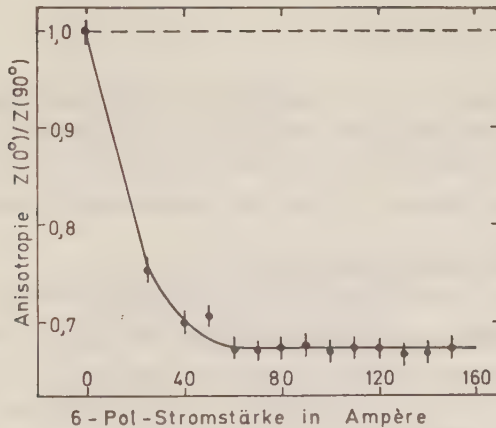


Fig. 20 Trennungseigenschaften des 6-Pol-Magneten.

Aus dieser Messung ist zu schließen, daß der 6-Pol-Magnet bei Stromstärken > 60 A die Atomstrahlkomponenten 1, 2, 3 gut von den Komponenten 4, 5, 6 trennt (vgl. dazu jedoch 5.3).

§ 5 Elastische Streuung von rein vektorpolarisierten Deuteronen an He^4 und C^{12} im Energiebereich von 5,5 MeV - 10,5 MeV.

5.1 Einsatz vektorpolarisierter Deuteronen in der Kernspektroskopie.

Die Deuteronen Stripping Reaktionen sind ein wichtiges Hilfsmittel in der Kernspektroskopie. Die bei diesen Reaktionen wesentlichen Größen seien wie folgt festgelegt:

$$A (d, x) B$$

mit $x = p$ oder n . Dabei ist $y = d - x$, also n oder p , das in den Targetkern A transferierte Nukleon, B ist der Endkern. Aus der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_x$$

insbesondere bei Vorwärtswinkeln $\theta < 90^\circ$ kann man den Bahndrehimpuls des eingefangenen Nukleons y , also l_y bestimmen. Dabei kann jedoch der insgesamt übertragene Drehimpuls 2 Werte haben:

$$j_{\pm} = l \pm \frac{1}{2}$$

Gelingt es nun, j zu bestimmen, so ist damit der Spin des Endkerns B bestimmt (bzw. der Spin des Zustandes, in dem y eingefangen wird), wenn A ein Spin 0-Kern ist.

Der Spin des Endkerns B kann nach verschiedenen Methoden gemessen werden:

- 1.) Richtungskorrelationsmessungen in $(n_{th}, \gamma\gamma)$ Reaktionen, n_{th} = thermische Neutronen
- 2.) Richtungskorrelationsmessungen in $(d, p\gamma)$ -Reaktionen
- 3.) j -Bestimmung über die Winkelverteilungen in (d, p) -Reaktionen, die bei vorgegebenem l charakteristisch von j abhängen ("Lee-Schiffer-Effekt" [23]).
- 4.) Messung der Polarisation des auslaufenden Nukleons x bei der Stripping-Reaktion.
- 5.) Messung der Winkelverteilung der Vektoranalysierstärke der Stripping-Reaktion mit Hilfe eines vektorpolarisierten Deuteronenstrahls.

Die letztgenannte Methode ist wegen ihrer Einfachheit den vorgenannten weit überlegen, insbesondere dann, wenn ein rein vektorpolarisierter Deuteronenstrahl zur Verfügung steht. Im Gegensatz zu Methode 3.) (Lee-Schiffer) kann im Stripping-Peak gemessen werden, so daß Störungen durch Compound-Prozesse äußerst unwahrscheinlich sind.

Als Beispiel für die Eindeutigkeit einer solchen Messung sei die von [8] wiedergegeben:

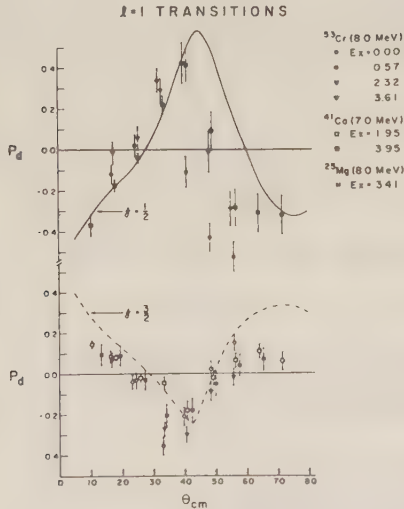


FIG. 1. The vector analyzing power $P_d(\theta)$ for seven (d,p) reactions with $l=1$. Final nucleus, incident deuteron energy, and excitation energy of the residual nucleus are indicated in the key. The solid (open) symbols are for $j=\frac{1}{2}$ ($\frac{3}{2}$) transitions. The solid (dashed) curve is a distorted-wave Born-approximation calculation of $P_d(\theta)$ for the $j=\frac{1}{2}$, 3.95-MeV ($j=\frac{3}{2}$, 1.95-MeV) state in ^{41}Ca for an incident deuteron energy of 7.0 MeV.

Fig. 21 Vektoranalysierstärke P_d für 7 (d,p) -Reaktionen mit $l_n = 1$

Die Signifikanz der Messungen ist höher, wenn ein rein vektorpolarisierter Deuteronenstrahl verwendet wird. In der oben zitierten Messung wird ein Strahl mit Beimischung von Tensorpolarisation verwendet.

Im Folgenden werden Messungen wiedergegeben, mit denen der Vektorpolarisationsgrad des Deuteronenstrahls (He^4 -Messungen) und die Vektoranalysierstärke von C^{12} für die elastische Streuung von Deuteronen unter einem festgehaltenen Winkel und verschiedenen Energien bestimmt werden. Es wird außerdem der Nachweis geführt, daß keine Tensoranteile vorhanden sind.

5.2 Phänomenologische Beschreibung der elastischen Streuung von polarisierten Deuteronen an Spin 0-Kernen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische (und unelastische) Streuung von Deuteronen an (unpolarisierten) Kernen mit beliebigem Spin kann in der Form geschrieben werden [7] :

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{2} A_{zz} P_{zz} + \frac{1}{6} A_{xx-yy} \cdot P_{xx-yy} \cdot \cos 2\varphi + \left[\frac{3}{2} A_y P_y + \frac{2}{3} A_{xz} P_{xz} \right] \cdot \cos \varphi + \frac{1}{3} A_{xx-yy} P_{xy} \sin 2\varphi + \left[-\frac{3}{2} A_y P_x + \frac{2}{3} A_{xz} P_{yz} \right] \cdot \sin \varphi \right\}$$

mit θ = Streuwinkel, φ = Azimutwinkel.

$I_0(\theta)$ = differentieller Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Deuteronen

A_i = Vektoranalysierstärken

A_{ij} = Tensoranalysierstärken

P_i = Vektorpolarisationen

P_{ij} = Tensorpolarisationen

Die Koordinatensysteme (x, y, z) und (X, Y, Z) sind dabei wie folgt festgelegt:

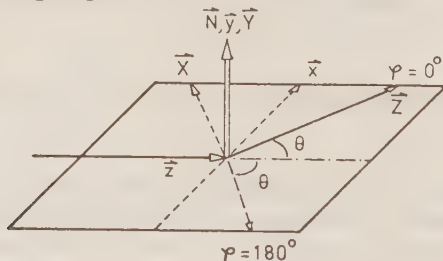


Fig. 22 Koordinatensysteme zur Beschreibung der Streuung.

Ist $\underline{k}_i$ der Impuls des einlaufenden, $\underline{k}_f$ der des auslaufenden Deuterons, so gilt:

$$\underline{z} = \underline{k}_i, \underline{Z} = \underline{k}_f, \underline{N} = \underline{k}_i \times \underline{k}_f / |\underline{k}_i \times \underline{k}_f|, \underline{Y} = \underline{Y} = \underline{N}, \underline{x} = \underline{Y} \times \underline{z}$$

Der Azimutwinkel φ ist festgelegt durch

$$\varphi = 0, \text{ wenn } \underline{N} = \underline{Y}$$

Wird ein rein vektorpolarisierter Strahl verwendet, so vereinfacht sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \cdot \left\{ 1 + \frac{3}{2} A_Y P_Y \cdot \cos \varphi - \frac{3}{2} A_Y P_X \cdot \sin \varphi \right\}$$

Verwendet man 2 Zähler unter $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ und bezeichnet sie mit L(links) bzw. R(rechts), so gilt:

$$I(\theta)_L = I_0(\theta) \cdot \left\{ 1 + \frac{3}{2} A_Y P_Y \right\}$$

$$I(\theta)_R = I_0(\theta) \cdot \left\{ 1 - \frac{3}{2} A_Y P_Y \right\}$$

Bildet man den Ausdruck

$$\frac{I(\theta)_L - I(\theta)_R}{I(\theta)_L + I(\theta)_R} = \frac{3}{2} A_Y P_Y$$

so kann man bei bekanntem P_Y die Vektoranalysierstärke A_Y bestimmen, wenn man für $I(\theta)_{L,R}$ die (auf apparative Asymmetrien korrigierten) Zählraten einsetzt.

Um diese Korrektur durchführen zu können, muß das Zähleranzeigeverhältnis für die Streuung unpolarisierter Deuteronen gemessen werden. (Eine Umkehr- des Deuteronenspins ist nicht möglich, da die ionenoptischen Eigenschaften des Spindrehsoolenoids die Strahlintensität bei Magnetumkehr zu stark vermindern).

Bestimmung des Zähleranzeigeverhältnisses.

- 1.) Das He^4 bzw. C^{12} Target wird durch ein ^{197}Au -Target ersetzt. Der Coulombwall von ^{197}Au ist so hoch, daß für Deuteronen der hier vorliegenden Energien reine Coulombstreuung statufindet, die spinunabhängig ist. Voraussetzung bei dieser Methode ist jedoch, daß die He^4 bzw. C^{12} Targets und das ^{197}Au -Target keine (oder dieselben) Inhomogenitäten innerhalb des Strahlquerschnitts aufweisen.

- 2.) Ein unpolarisierter Deuteronenstrahl wird am He^4 bzw. C^{12} -Target gestreut. Ein solcher Strahl wird von der polarisierten Quelle geliefert, wenn man das Hochfrequenzfeld der Umbesetzungseinheit abschaltet. Dieses Abschalten hat keinerlei ionenoptischen Einfluß auf den Strahl. Allerdings bleibt nachzuweisen, daß der Strahl dann wirklich unpolarisiert ist. Dies wurde durch Vergleich mit Messungen mit dem ^{197}Au -Target festgestellt (vgl. dazu auch A III).

Da auf diese einfache Weise alle apparativen Asymmetrien erfaßt werden, wurden die Zähleranzeigeverhältnisse in dieser Arbeit immer durch Ausschalten des Umbesetzungsfeldes gemessen und zwar für jeden Meßpunkt, um Veränderungen der Ionenoptik bei Änderung der Tandembetriebsdaten und Veränderungen der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Änderung der Zählerbetriebsdaten zu erfassen.

Es sei außerdem darauf hingewiesen, daß bei dieser Meßmethode die Zählraten bei polarisierter und unpolarisierter Messung nicht auf gleiche in die Streukammer einlaufende Ladung bezogen werden müssen (was bei Spin- aufwärts - Spin - abwärts - Messungen gemacht werden muß).

Dies ist ein wesentlicher Vorteil bei Verwendung des He^4 - Gastargets, da der Strahl durch die das He^4 -Gasvolumen abschließenden Harvarfolien (vgl. 5.4) so aufgestreut wird, daß eine zuverlässige Integration der Strahlstromstärke hinter dem Target nicht mehr möglich ist.

5.3 Abschätzung des Polarisationsgrades des Deuteronenstrahls

Der Polarisationsgrad des Deuteronenstrahls, der in die Streukammer eintritt, wird abgeschätzt, in dem man die Eigenschaften der Quelle und der Strahlführung analysiert. Insgesamt liegt folgende Anordnung vor:

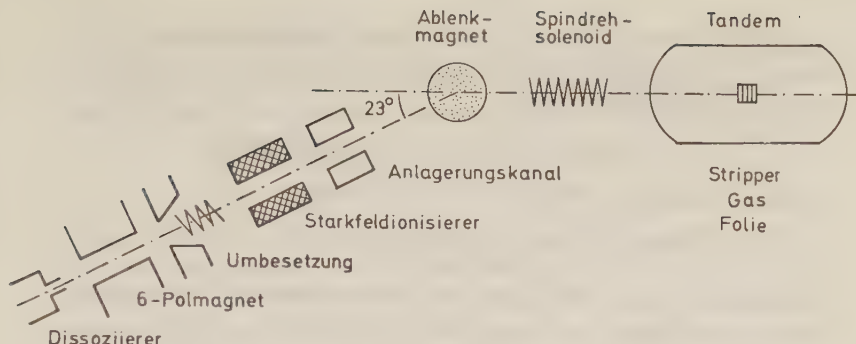


Fig. 23 Erzeugung und Fñhrung des polarisierten Deuteronenstrahls. Schematische Aufsicht auf den Strahlweg. Vom Anlagerungskanal bis zum Stripper in der Hochspannungselektrode des Beschleunigers liegen D^- -Ionen vor.

Ausgehend vom theoretischen Höchstwert $P_Z^0 = \frac{2}{3}$ (vgl. Tabelle § 1) hat man folgende Depolarisationseffekte zu berücksichtigen:

- 1.) Unvollständige Trennung der Unterzustände im 6-Pol-Magneten
- 2.) Unvollständige Umboesetzungen in der Schwachfeld- Umboesetzungseinheit
- 3.) Endliche Magnetfeldstärke im Starkfeldionisierer
- 4.) Ionisation unpolarisierten Untergrunds im Ionisierer
- 5.) Depolarisation bei der Umladung von D^+ zu D^- im Anlagerungskanal
- 6.) Unvollständige Drehung des longitudinalen Spins aus der Strahlachse in die Transversale im $23,7^\circ$ -Ablenk-magneten
- 7.) Depolarisation bei der Umladung von D^- zu D^+ im Strippergas bzw. Stripperfolie innerhalb der Hochspannungselektrode des Beschleunigers (Terminal)

Zu 1.): In einem 6-Pol-Magneten hängt die magnetische Feldstärke gemäß

$$H \sim r^2 : H = c \cdot r^2$$

vom Achsabstand r ab ($r = 0$ Strahlachse, Symmetrieachse des 6-Pols). Da die Kraft auf Teilchen mit dem magnetischen Moment μ_{eff} gegeben ist durch

$$F = -\text{grad}(\underline{\mu} \cdot \underline{H}) \approx + \mu_{\text{eff}} \cdot \text{grad } H,$$

erfahren achsennah fliegende Teilchen wegen

$$\text{grad } H = 2 c r \approx 0 \quad \text{für } r \approx 0$$

keine Kraft. Hinzu kommt, daß für Deuteriumatome der Zustände 2 und 6, insbesondere aber solchen der Zustände 3 und 5

$$\mu_{\text{eff}} \ll \mu_B \quad \text{wegen } H \approx 0$$

ist (vgl. Fig. 1b).

Deshalb erweist es sich als unerlässlich, achsennahe Flugbahnen durch eine Blende auf der Achse des 6-Pol-Magneten zu verbieten. Bei den Experimenten zur Messung von P_{ZZ} wurde dies klar nachgewiesen und eine Blende geeigneter Dimension eingesetzt. Die Blende verhindert außerdem, daß unpolarisierte, undissoziierte D_z -Moleküle in den Ionisierer gelangen. Wird der 6-Pol-Magnet mit dieser Blende betrieben, so ist nahezu vollständige Abtrennung der Zustände 1, 2, 3 von den Zuständen 4, 5, 6 gewährleistet. Es muß dann keine Beimischung eines unpolarisierten Atomstrahlanteils in Rechnung gesetzt werden.

Zu 2.): Die Umbesetzungsrate in der Schwachfeld-Umbesetzungseinheit wurde zu

$$UW = 0,93 \pm 0,04$$

gemessen. Dies liegt daran, daß die Ungleichungen, die bei der adiabatischen Umbesetzung erfüllt sein müssen, nur in guter Näherung eingehalten werden können.

Die von 1 verschiedene Umbesetzungsrate reduziert die erzeugte Vektorpolarisation.

Zu 3.): Damit nach Abragam-Winter-Umbesetzungen die volle Polarisation der Deuteronen erhalten wird, muß am Ionisationsort ein starkes magnetisches Feld herrschen. Experimentell werden jedoch nur etwa $H = 1170$ Oe realisiert. Dadurch bleibt eine Beimischung von falschen Kernspinzuständen bestehen. Betrachtet man den Zustand 2, der durch

$$a(H) \cdot \left| \frac{1}{2}, 0 \right\rangle + b(H) \left| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle$$

beschrieben wird, so ist $b^2(H)$ ein Maß für die Beimischung eines falschen Kernspinzustandes. Mit $H = 1170$ Oe und $a(H)$, $b(H)$ z. B. aus [10] rechnet man leicht aus:

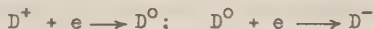
$$b^2 = 1,25 \cdot 10^{-3}$$

Diese Beimischung ist also äußerst gering und braucht nicht berücksichtigt werden. Mit anderen Worten:

Ein Magnetfeld von 1000 Oe am Ionisationsort kann für Deuterium als ideal stark betrachtet werden.

Zu 4.): Beim Betrieb der Quelle entsteht durch Streuung von Deuteriumatomen aus dem Atomstrahl ein diffuser Untergrund an unpolarisiertem Deuterium im Ionisiererraum. Nach Messungen beträgt der unpolarisierte Untergrundanteil $1/5$ der aus dem Ionisierer gezogenen Deuteronenstromstärke. Dieser unpolarisierte Untergrund vermindert die Strahlpolarisation.

Zu 5.): Da die Umladung von D^+ zu D^- im Anlagerungskanal in zwei Schritten



über das neutrale Deuteriumatom als Zwischenzustand erfolgt, muß durch ein starkes Magnetfeld sichergestellt werden, daß Kern- und Hüllenspin entkoppelt bleiben (sonst würde die Polarisation stark vermindert).

Aus Messungen von G. Clausnitzer et al [6] mit polarisierten Protonen ergibt sich, daß bei einem Magnetfeld von 1100 Oe im Anlagerungskanal etwa 85 % der einlaufenden Polarisation aufrecht erhalten werden. Da für Deuterium D^0 wegen der im Vergleich zu Wasserstoff H^0 geringeren Hyperfeinstrukturaufspaltung ein Magnetfeld von 1100 Oe ein stärkeres Führungsfeld darstellt, kann hier eine etwas geringere Depolarisation angenommen werden (≈ 10 %), so daß hier etwa 90 % der Polarisation aufrechterhalten werden.

Zu 6.): Die Deuteronen des den Anlagerungskanal verlassenden D^- -Strahls sind longitudinal polarisiert, d.h. der Spin steht in Strahlrichtung. Um ihn transversal zur Strahlrichtung zu stellen, müßte der D^- -Strahl um $48,5^\circ$ in einem Magnetfeld abgelenkt werden. Der gesamte apparative Aufbau (vgl. Fig. 23) gestattet jedoch nur eine Ablenkung um $23,7^\circ$ (damit wird bei

Protonen die gewünschte Spindrehung erreicht), so daß der Deuteronenspin eine Zwischenstellung zwischen longitudinal und transversal einnimmt. Aus den angegebenen Daten folgt, daß der Winkel zwischen Spinrichtung und Strahlrichtung $43,8^\circ$ beträgt. Es gilt also für die Erwartungswerte des Spins:

$$\langle I_{\text{transversal}} \rangle = \cos 43,8^\circ \cdot \langle I_{\text{longitudinal}} \rangle$$

Durch die unvollständige Spindrehung wird die (transversale) Polarisation des Deuteronenstrahls vermindert.

Zu 7.): Für den Strippingprozeß $D^- \rightarrow D^+$ in der Hochspannungselektrode des Beschleunigers gilt das Analoge wie für den Anlagerungskanal. Nach der in [6] angegebenen und ebenda durch Messungen mit Protonen bestätigten Theorie berechnet man, daß die Polarisation der Deuteronen bei Verwendung eines Gasstrippers auf $7/9$ der vor dem Strippingprozeß vorhandenen Polarisation vermindert wird.

Bei Verwendung einer C^{12} -Folie als Stripper wird die Depolarisation dagegen praktisch völlig vermieden (Lebenszeit des neutralen Zwischenzustands D^0 wesentlich kürzer!).

Insgesamt ergibt sich also für die Vektorpolarisation der Deuteronen bei Verwendung des Gasstrippers im Beschleuniger:

$$(P_Z)_{\text{final}} = (P_Z)_{\text{initial}} \cdot 0,93 \cdot \frac{4}{5} \cdot \frac{9}{10} \cdot \cos 43,8^\circ \cdot \frac{7}{9}$$

und bei Verwendung einer C^{12} -Folie als Stripper im Beschleuniger:

$$(P_Z)_{\text{final}} = (P_Z)_{\text{initial}} \cdot 0,93 \cdot \frac{4}{5} \cdot \frac{9}{10} \cdot \cos 43,8^\circ$$

also

$$P_Z = 0,25 \pm 0,02 \quad \text{bzw.} \quad P_Z = 0,32 \pm 0,02$$

5.4 Messung der Vektoranalysierstärke der elastischen Streuung von Deuteronen an He⁴.

Zum Zeitpunkt der Messungen war die Vektoranalysierstärke für elastische Deuteronenstreuung im Tandemenergiebereich nur für He⁴ bekannt [15].

Diese Messung wurde wiederholt, um nachzuweisen, daß der Deuteronenstrahl tatsächlich vektorpolarisiert ist. Der Vergleich der Meßergebnisse zeigt außerdem, daß der durch Abschätzung ermittelte Polarisationsgrad des Deuteronenstrahls richtig ist.

a) Das He⁴-Gastarget und die Meßanordnung.

Das Gastarget *) besteht aus einem Messingklotz mit 2 durchgehenden Bohrungen, die sich überkreuzen. Die Bohrungen sind nach außen durch Harvarfolien (Dicke $d = 2,5 \mu\text{m}$) abgeschlossen. Das Volumen der Bohrkanäle wird mit He - Gas gefüllt (3 at).

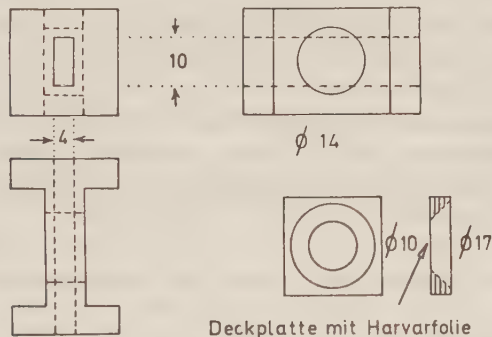


Fig. 24 Aufbau des Gastargets. Es sind insgesamt 4 Seiten durch Harvarfolien abzuschließen.

Der Deuteronenstrahl tritt durch die Folie 1 in das He-Gas ein und durch die Folie 2 wieder aus (vgl. Fig. 25).

*) Von Herrn Priv.Do. Dr. G. Clausnitzer freundlicherweise zur Verfügung gestellt

Die gestreuten Deuteronen verlassen das Reaktionsvolumen durch die Folie 3 und 4.

Die Deuteronen des Strahls werden in der Eintrittsfolie 1 und in der Gasstrecke bis zum Reaktionspunkt gebremst, vgl. Fig. 25. Die gestreuten Deuteronen werden in der Gasstrecke und der Austrittsfolie 3 bzw. 4 gebremst.

Der Energieverlust ΔE_α in einer Harvarfolie wurde für α -Teilchen der Energie 5,5 MeV (aus einem ^{241}Am -Präparat) zu $\Delta E_\alpha = 1,35$ MeV gemessen. Daraus läßt sich nach [22] der Energieverlust ΔE für Deuteronen gleicher Energie berechnen zu

$$\Delta E = 170 \text{ keV bei } E_d = 5,5 \text{ MeV}$$

Er ist energieabhängig. Setzt man die Energieabhängigkeit in guter Näherung wie für Eisen an, so ergibt sich nach [22]

E_d in MeV	3	4	5	6	7	8	9
ΔE in keV	250	203	179	164	153	143	134

Der Energieverlust ΔE in der Gasstrecke bis zur Mitte des Reaktionsvolumens läßt sich unter Berücksichtigung der Folienausbeulung (2 mm) nach Tabellen in [22] abschätzen zu

E_d in MeV	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,0
ΔE in keV	149	116	100	88	80	77,5

Ist E_{d0} die Einschußenergie, so findet die Streuung also bei der Energie

$$E_r = E_{d0} - (\Delta E)_{\text{Folie}} - (\Delta \bar{E})_{\text{Gas}}$$

statt. $(\Delta \bar{E})_{\text{Gas}}$ ist bei der Energie $E_d - (\Delta E)_{\text{Folie}}$ zu nehmen.

Die Messungen wurden durchgeführt in der Ortec-Streukammer.

Zwei Si-Sperrschichtzähler $\varnothing$ 6 mm (Siemens) waren unter dem Streuwinkel $\Theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ und den Azimutwinkeln $\varphi = 0^\circ$ (links) und $\varphi = 180^\circ$ (rechts) montiert.

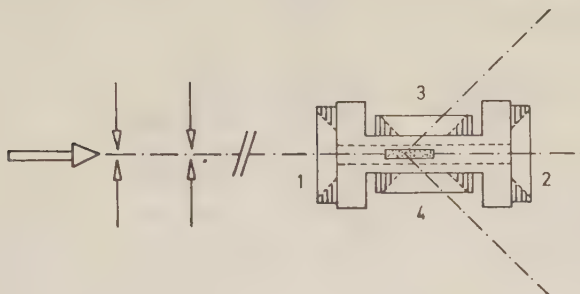


Fig. 25 Target- und Zähleranordnung in der Orteckammer. Das Reaktionsvolumen, das von den Zählern eingesehen werden kann, ist durch Punktierung gekennzeichnet. Der Raumwinkel, der von den Zählern erfaßt wird, ist nur durch die strichpunktierte Achse gekennzeichnet. Die Winkelauflösung der Anordnung war bei den gewählten Abmessungen $\pm 3,5^\circ$, also $\Theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 3,5^\circ$. Die erste strahlbegrenzende Blende hat den Querschnitt $1,5 \times 7 \text{ mm}^2$.

Die Impulse wurden vorverstärkt, in den Meß- und Kontrollraum geleitet, nachverstärkt und in Vielkanalanalysatoren impulshöhenanalysiert.

b) Die Impulshöhenpektren und deren Auswertung.

Bei leergepumptem Gastarget wurden Spektren aufgenommen, um sicherzustellen, daß

- 1.) das Gastarget richtig justiert ist
- 2.) keine an der Eintritts- bzw. Austrittsfolie gestreuten Deuteronen in die Zähler gelangen und
- 3.) der Untergrund in der Streukammer genügend klein ist.

Nach mehrmaligem Spülen mit He-Gas wird das Target mit 3 at He gefüllt. Ein typisches Spektrum ist in Fig. 26 wiedergegeben.

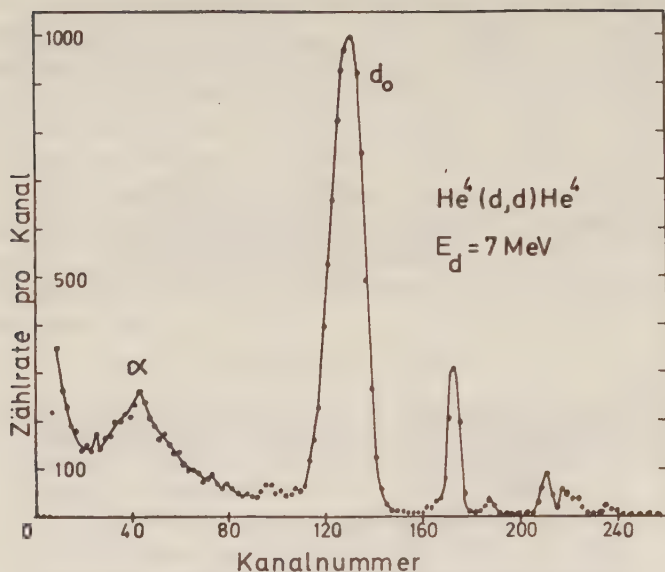


Fig. 26 Impulshöhenspektrum bei heliumgefülltem Gas-target. Peaks rechts von d_0 nicht identifiziert, E_d = Einschubenergie.

Der Vergleich mit einem Impulshöhenspektrum bei luftgefülltem Gastarget zeigt, daß die rechts vom d_0 -Peak liegenden Peaks von Streuung an O^{16} und N^{14} herrühren. Sie wurden nicht im einzelnen identifiziert. Daraus erkennt man jedoch, daß auch bei der Heliumfüllung geringe Stickstoff- und Sauerstoffverunreinigungen vorhanden sind. Die davon herrührenden Deuteronen und Protonen stören aber nicht. Man erkennt weiter die Rückstoß- α -Teilchen, deren Energie aufgrund der Reaktionskinematik und der stärkeren (≈ 8 -fachen) Abbremsung in den Folien und Gasstrecken so gering ist, daß sie nur noch schwer vom Untergrund zu trennen sind. Die Zählraten werden über den elastischen Deuteronenpeak aufsummiert, der mittlere Untergrund wird abgezogen.

c) Das Meßergebnis

Nach dem oben beschriebenen Verfahren wurde nun die Asymmetrie in der elastischen Streuung von vektorpolarisierten Deuteronen an ^4He in Abhängigkeit von der Energie gemessen.

$$A_Y \cdot P_Y = \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha \cdot (Z_L - Z_R)}{\alpha \cdot (Z_L + Z_R)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\alpha \cdot Z_L / Z_R - 1}{\alpha \cdot Z_L / Z_R + 1}$$

wobei $Z_{L,R}$ die Zählraten bei polarisiertem Strahl sind und

$\alpha = Z_R^0 / Z_L^0$ das Zähleranzeigeverhältnis bei unpolarisiertem Strahl ist. α war durchweg nahe bei 1 und innerhalb der Statistik reproduzierbar.

Die Messungen wurden ausgeführt mit einer C^{12} -Stripperfolie in der Hochspannungselektrode des Beschleunigers, so daß sich mit $P_Y = 0,31 \pm 0,02$ als Polarisationsgrad des Strahls die in Fig. 27 durch $\uparrow$ angegebene Vektoranalysierstärke A_Y ergibt.

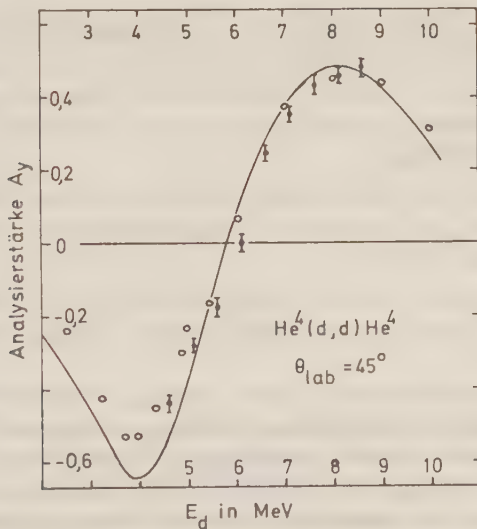


Fig. 27 Vektoranalysierstärke A_Y der elastischen Streuung von Deuteronen an ^4He beim Streuwinkel $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ ($\theta_{\text{CM}} = 66^\circ$). Eigene Meßwerte ($\uparrow$). Meßwerte und Vorhersage aus Phase-Shift-Analyse (ausgezogen) von A. Trier und W. Haeberli [15] sind zum Vergleich eingetragen.

Die Meßdaten stimmen gut mit denen von A. Trier und W. Haebeli überein und bestätigen den Polarisationsgrad des Deuteronenstrahls.

Umgekehrt kann nach dieser festgestellten Übereinstimmung natürlich mit Hilfe dieser Analysierstärken der Vektorpolarisationsgrad der Quelle überwacht werden.

5.5 Messung der Vektoranalysierstärke der elastischen Streuung von Deuteronen an C^{12} .

Da nunmehr ein vektorpolarisierter Deuteronenstrahl im Tandemenergiebereich mit bekanntem Vektorpolarisationsgrad zur Verfügung steht, kann jetzt die Vektoranalysierstärke A_y für beliebige deuteroneninduzierte Reaktionen gemessen werden.

In dieser Arbeit wird A_y für die elastische Streuung von Deuteronen an C^{12} gemessen für Energien zwischen 5,5 MeV und 10,5 MeV.

Als Streuwinkel θ wurde wieder $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ gewählt, die Targetdicke (freitragendes C^{12} -Target) betrug bei den wiedergegebenen Messungen $1,7 \text{ mg/cm}^2$, entsprechend $\Delta E = 145 \text{ keV}$ bei einer Deuteroneneinschußenergie $E_d = 8,0 \text{ MeV}$ (bzw. $\Delta E = 185 \text{ keV}$ bei $E_d = 6,0 \text{ MeV}$).

Die beobachteten Spektren sind wegen dem Auftreten inelastischer Deuteronen und Protonen aus (d,p)-Reaktionen ziemlich kompliziert (vgl. Fig. 28).

Um die hier interessierenden, elastisch gestreuten Deuteronen gut vom übrigen Spektrum abzutrennen, wurde folgender Weg beschritten:

Da Deuteronen und Protonen gleicher Energie verschiedenes spezifisches Ionisationsvermögen besitzen, also verschieden lange Wege bis zur völligen Abbremsung in Materie zurück legen, wurde die Sperrschichttiefe der Halbleiterzähldioden so eingestellt, daß die Deuteronen noch vollständig gestoppt werden, also einen ihrer Energie entsprechenden Impuls erzeugen, während Protonen gleicher Energie nicht mehr gestoppt werden, so daß sie wesentlich kleinere dE/dx - Impulse erzeugen.

Dazu muß die Sperrschichtspannung des Zählers bei jeder Deuteroneneinschußenergie passend eingestellt werden.

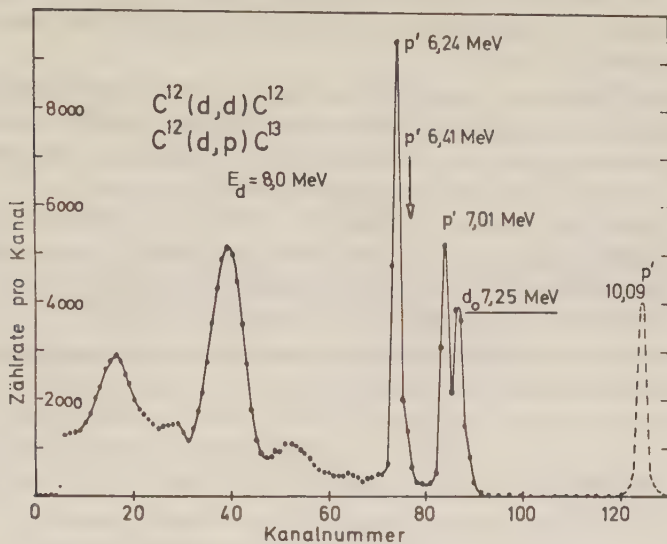


Fig. 28 Spektrum der Reaktion $C^{12}(d,x)Y$ bei $E_d = 8$ MeV und $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$. Einige identifizierte Teilchengruppen sind angegeben.

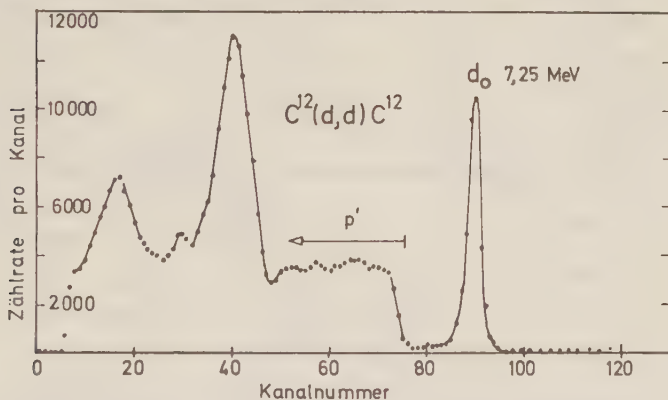


Fig. 29 Impulshöhenspektrum der Reaktion $C^{12}(d,x)Y$ bei passend eingestellter Sperrschichttiefe des Zählers. Der elastische Deuteronenpeak ist gut isoliert. Die Impulse (dE/dx) der inelastischen Protonen p' befinden sich jetzt in den Kanälen < 80 .

Aus der Fig. 29 erkennt man, daß die elastisch gestreuten Deuteronen so nachgewiesen werden, daß eine leichte und exakte Auswertung möglich ist.

Hierbei erweist es sich als sehr wichtig, daß das Zähleranzeigeverhältnis bei unpolarisiertem Strahl durch Ausschalten des Hochfrequenzfeldes der Umbesetzung bei völlig gleicher Energie der gestreuten Deuteronen gemessen wird. Bei einer Au^{197} - Vergleichsmessung dagegen würden die gestreuten Deuteronen wegen der größeren Masse des Stoßpartners eine höhere Energie haben und würden bei niedriger Zählspannung eventuell nur noch teilweise gestoppt ($\rightarrow$ falsches Zähleranzeigeverhältnis).

Mit dem angegebenen Verfahren wurde die Vektoranalysierstärke der elastischen Streuung

$$C^{12}(d_{\uparrow}, d_o) C^{12}$$

im Energiebereich 5,5 MeV bis 10,5 MeV beim Streuwinkel $\theta_{lab} = 45^\circ$ bestimmt.

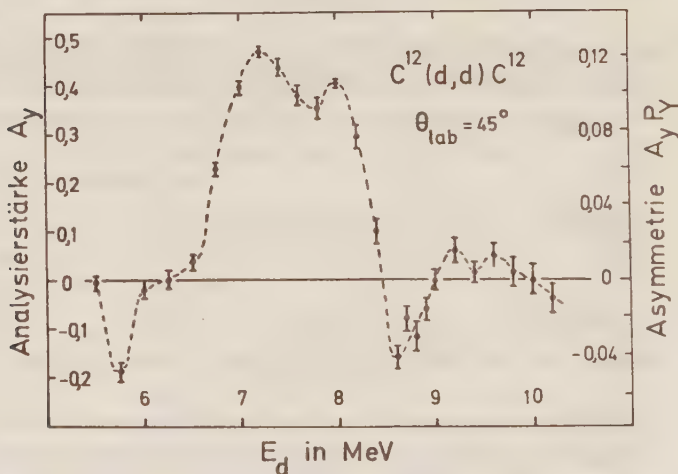


Fig. 30 Gemessene Asymmetrie A_y . P_Y und Vektoranalysierstärke A_y der Reaktion $C^{12}(d_{\uparrow}, d_o) C^{12}$ für vektorpolarisierte Deuteronen. Streuwinkel $\theta_L = 45^\circ$. $P_Y = 0,26$. (Die angegebenen Fehler sind nur die statistischen).

Der Meßkurve Fig. 30 entnimmt man den maximalen Wert.

$$A_y = 0,48 \pm 0,01 \text{ bei } E_d = 7,2 \text{ MeV, } \theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$$

Darüber hinaus wurde für eine einzige Energie die Vektoranalysierstärke auch beim Rückwärtsstreuwinkel $\theta_{\text{Lab}} = 140^\circ$ bestimmt, sie beträgt

$$A_y = -(0,23 \pm 0,03) \text{ bei } E_d = 7,2 \text{ MeV, } \theta_{\text{Lab}} = 140^\circ$$

Die obigen Messungen zeigen, daß der rein vektorpolarisierte Deuteronenstrahl ein neues Hilfsmittel in der Kernphysik ist, um z. B. Vektoranalysierstärken A_i zu messen. Diese sind in Doppelstreuexperimenten nur schwer zugänglich, weil durch die 1. Streuung im allgemeinen auch Tensorkomponenten der Polarisation erzeugt werden. Dann muß zur Unterscheidung der verschiedenen Komponenten ein variables magnetisches Feld zwischen der ersten und zweiten Streuung angebracht werden.

Darüber hinaus wird durch die obige Messung ein Vektorpolarisationsmonitor für Deuteronen zur Verfügung gestellt, der wesentlich einfacher zu handhaben ist, als das in Ausführung und Anwendung sehr komplizierte He^4 -Gastarget.

A I Berechnung der fiktiven Größen

Wie im Haupttext mehrfach betont, kann man durch geeignete Wahl des statischen Feldes H_0 und des dynamischen Störfeldes erreichen, daß nur 2 der 6 Unterzustände des Deuteriumatoms miteinander verkoppelt werden.

Die Änderung der Besetzungszahlen dieser 2 Unterzustände kann dann in guter Näherung beschrieben werden als die der Unterzustände eines "fiktiven" Spin-1/2-Systems. Die Bewegung dieses fiktiven Spins 1/2 ist wie angegeben leicht zu übersehen. Alle Größen des fiktiven Spinsystems sind äquivalent denen des realen Systems und können leicht ineinander umgerechnet werden, wenn man das Matrixelement des Übergangs im fiktiven System gleichsetzt mit dem im realen System.

a) Realer Spin, reales magnetisches Moment, reale Umbesetzungsfelder.

Die Abhängigkeit der Energie der magnetischen Unterzustände des Deuteriumatoms in einem äußeren Magnetfeld ist in Fig. 31 wiedergegeben.

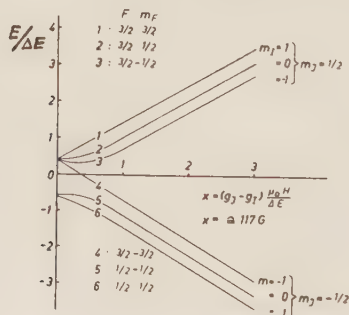


Fig. 31 Hyperfeinstrukturaufspaltung des atomaren Deuteriums (Breit-Rabi-Diagramm) [18].

Die sechs Unterzustände (1), (2), (3), (4), (5), (6) können für große Feldstärken schematisch in der Schreibweise $|m_J, m_I\rangle$ wiedergegeben werden (Starkfeldeigenfunktionen).

Die Zustände werden dann bei beliebiger Feldstärke beschrieben durch

$$\begin{aligned}
 (1) & \quad \left| +\frac{1}{2}, +1 \right\rangle \\
 (2) & \quad a \cdot \left| +\frac{1}{2}, 0 \right\rangle + a' \cdot \left| -\frac{1}{2}, +1 \right\rangle \\
 (3) & \quad b \cdot \left| +\frac{1}{2}, -1 \right\rangle + b' \cdot \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \\
 (4) & \quad \left| -\frac{1}{2}, -1 \right\rangle \\
 (5) & \quad c \cdot \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle + c' \cdot \left| +\frac{1}{2}, -1 \right\rangle \\
 (6) & \quad d \cdot \left| -\frac{1}{2}, +1 \right\rangle + d' \cdot \left| +\frac{1}{2}, 0 \right\rangle
 \end{aligned}$$

wobei $a, \dots, d'$ die magnetfeldabhängigen Entwicklungskoeffizienten sind (für $H \rightarrow 0$ gehen sie in die Clebsch-Gordan-Koeffizienten über). Diese Koeffizienten sind untereinander verknüpft durch die Beziehungen

$$(\lambda')^2 = 1 - \lambda^2 \quad \text{Normierungsgleichung}$$

mit $\lambda = a, b, c, d$ und weiter durch

$$a = d, a' = -d', b = c, b' = -c'$$

(in der Vorzeichenkonvention von Blatt-Weißkopf-Edmonds).

Die Energie der einzelnen Unterzustände beträgt (hier in guter Näherung unter Vernachlässigung der Energie, die vom magnetischen Moment des Deuterons herrührt):

$$\begin{aligned}
 E_1 &= \frac{\Delta W}{3} \left(1 + \frac{3}{2} x \right) \\
 E_2 &= \frac{\Delta W}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \cdot \sqrt{1 + \frac{2x}{3} + x^2} \right) \\
 E_3 &= \frac{\Delta W}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \cdot \sqrt{1 - \frac{2x}{3} + x^2} \right) \\
 E_4 &= \frac{\Delta W}{3} \left(1 - \frac{3}{2} x \right) \\
 E_5 &= \frac{\Delta W}{3} \cdot \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \cdot \sqrt{1 - \frac{2x}{3} + x^2} \right) \\
 E_6 &= \frac{\Delta W}{3} \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \cdot \sqrt{1 + \frac{2x}{3} + x^2} \right)
 \end{aligned}$$

mit $x = \frac{H_0}{117} \text{Oe}$, $\Delta W = h \cdot 327,38 \text{ MHz}$ Hyperfeinstruktur-
aufspaltung.

Befinden sich die Atome in einem statischen Magnetfeld $\underline{H}_0$
in z-Richtung und einem in der x-y-Ebene rotierenden Stör-
feld $\underline{H}_1 = (H_1 \cos \omega t, H_1 \sin \omega t, 0)$ (π -Übergänge), so
gilt für den Hamiltonian des Problems:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1$$

$$\text{mit } \mathcal{H}_0 = -\underline{\mu} \cdot \underline{H}_0 = -\gamma \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot J_z$$

$$\begin{aligned} \text{und } \mathcal{H}_1 &= -\underline{\mu} \cdot \underline{H}_1 = -\gamma \cdot \hbar \cdot (H_x J_x + H_y J_y) \\ &= -\frac{1}{2} \gamma \hbar H_1 \cdot (J_+ \cdot e^{-i\omega t} + J_- \cdot e^{i\omega t}) \end{aligned}$$

$$\text{wenn man setzt: } J_{\pm} = J_x \pm i J_y$$

Der Störanteil $\mathcal{H}_1$ des Hamiltonians verursacht die Über-
gänge, für den Übergang $3 \rightarrow 6$ beispielsweise ergibt sich
das Matricelement wie folgt:

$$\langle 3 | \mathcal{H}_1 | 6 \rangle = -\frac{1}{2} \gamma \hbar H_1 \cdot \langle 3 | J_+ \cdot e^{-i\omega t} + J_- \cdot e^{i\omega t} | 6 \rangle$$

Die Anwendung der Spinoperatoren $J_{\pm}$ auf Zustand $|6\rangle$ ergibt

$$J_- |6\rangle = \frac{d'}{2} \cdot \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \quad \text{und} \quad J_+ |6\rangle = -\frac{d}{2} \cdot \left| \frac{1}{2}, 1 \right\rangle$$

und wegen

$$\left\langle 3 \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \cdot \frac{d'}{2} = \frac{d' \cdot b'}{2} = -\frac{a' b'}{2} \quad \text{und} \quad \left\langle 3 \left| \frac{1}{2}, 1 \right\rangle \cdot \left(-\frac{d}{2}\right) = 0\right.$$

folgt

$$\langle 3 | \mathcal{H}_1 | 6 \rangle = \frac{1}{4} \gamma \hbar \cdot H_1 \cdot a' b' \cdot e^{i\omega t}$$

b) Fiktives Spin 1/2-System

Der fiktive Spin 1/2 : $\underline{S} = (S_x, S_y, S_z)$ befinde sich in
den fiktiven Feldern $\underline{H}'_0$ und $\underline{H}'_1$. Dann gilt

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H}'_0 + \mathcal{H}'_1$$

$$\text{mit } \mathcal{K}'_0 = -\underline{\mu}' \cdot \underline{H}'_0 = -\hbar \gamma' \cdot H'_0 \cdot S_y$$

$$\begin{aligned} \text{und } \mathcal{K}'_1 &= -\underline{\mu}' \cdot \underline{H}'_1 = -\hbar \gamma' \cdot H'_1 \cdot \{S_y \cdot \cos \omega t + S_x \cdot \sin \omega t\} \\ &= -\frac{1}{2} \hbar \gamma' H'_1 \cdot (S_+ e^{-i\omega t} + S_- e^{i\omega t}) \end{aligned}$$

$$\text{wenn man setzt: } S_{\pm} = S_y \pm i S_x$$

Das Matrixelement für den Übergang von Zustand $|+\frac{1}{2}\rangle$ in den Zustand $|-\frac{1}{2}\rangle$ ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \langle +\frac{1}{2} | \mathcal{K}'_1 | -\frac{1}{2} \rangle &= -\frac{1}{2} \hbar \gamma' \cdot H'_1 \cdot \langle +\frac{1}{2} | S_+ e^{-i\omega t} + S_- e^{i\omega t} | -\frac{1}{2} \rangle \\ &= -\frac{1}{2} \hbar \gamma' \cdot H'_1 \cdot \langle +\frac{1}{2} | -\frac{1}{2} e^{-i\omega t} | +\frac{1}{2} \rangle \end{aligned}$$

$$\langle +\frac{1}{2} | \mathcal{K}'_1 | -\frac{1}{2} \rangle = +\frac{1}{4} \gamma' \hbar \cdot H'_1 \cdot e^{-i\omega t}$$

c) Vergleich zwischen realen und fiktiven Spinsystem

Der Anteil $\mathcal{K}'_0$ im Hamiltonian liefert die Energieeigenwerte.

$$\begin{aligned} \mathcal{K}'_0 |+\frac{1}{2}\rangle &= E'_1 \cdot |+\frac{1}{2}\rangle = -\gamma' \hbar H'_0 \cdot S_y |+\frac{1}{2}\rangle = \underbrace{-\frac{1}{2} \hbar \gamma' \cdot H'_0}_{E'_1} \cdot |+\frac{1}{2}\rangle \\ \mathcal{K}'_0 |-\frac{1}{2}\rangle &= E'_2 \cdot |-\frac{1}{2}\rangle = -\gamma' \hbar H'_0 \cdot S_y |-\frac{1}{2}\rangle = +\underbrace{\frac{1}{2} \hbar \gamma' \cdot H'_0}_{E'_2} \cdot |-\frac{1}{2}\rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 1.) \text{ Bedingung: } E_3 - E_6 &= E'_1 - E'_2 = -\hbar \gamma' H'_0 \\ &= -\hbar \gamma' H'_0 = E_3 - E_6 \end{aligned}$$

wobei E_3 und E_6 oben angegeben sind.

$$\begin{aligned} 2.) \text{ Bedingung: } \langle 3 | \mathcal{K}_1 | 6 \rangle &= \langle +\frac{1}{2} | \mathcal{K}'_1 | -\frac{1}{2} \rangle \\ \gamma' \cdot H'_1 &= \gamma H_1 \cdot a' \cdot b' \end{aligned}$$

Die zwei Größen (fiktive Größen) $\gamma' \cdot H'_0$, H'_1 sind also durch zwei Gleichungen mit den realen Größen $\gamma \cdot H_0$, H_1 verknüpft.

Wählt man z. B. $\gamma' = \gamma$, so sind

$$H'_0 \longleftrightarrow H_0 \quad \text{einschließlich} \quad \Delta H' \longleftrightarrow \Delta H$$

$$\text{und} \quad H'_1 \longleftrightarrow H_1$$

eindeutig einander zugeordnet.

Allgemein liefert die Berechnung der Matrixelemente nach der 1. Bedingung hier:

$$\gamma' H'_0 = \frac{\Delta E_{if}}{\hbar} = \frac{E_i(H_0) - E_f(H_0)}{\hbar}$$

Man wählt $\gamma' = \gamma$ und definiert einen Umrechnungsfaktor (P/x) durch die Gleichung

$$H'_0 = (P/x)_{if} \cdot H_0 \text{ und ebenso } \Delta H' = (P/x)_{if} \cdot \Delta H$$

und einen anderen durch die Gleichung $H'_1 = H_1 \cdot \alpha_{if}$.

Dann erhält man

i	f	Umbesetzung	α_{if}	$(P/x)_{if}$
1	2	1 $\longrightarrow$ 2	a'	Fig. 12 in [14]
2	6	2 $\longrightarrow$ 6	- a a'	Fig. 12 in [14]
3	5	3 $\longrightarrow$ 5	- b b'	Fig. 12 in [14]
3	6	3 $\longrightarrow$ 6	a' b'	Fig. 14 in [14]

Die α_{if} kann man aus der Koeffizientendarstellung leicht berechnen oder ebenfalls aus [14], Fig. 11 und Fig. 13 entnehmen.

A II Explizite Lösung der Schrödingergleichung für die Umbesetzungen.

Es ist interessant, auch einmal eine explizite Lösung der Schrödingergleichung im rotierenden Koordinatensystem zu betrachten [13]. Ausgehend von

$$i \frac{d}{dt} \Psi = \frac{\mathcal{H}}{\hbar} \Psi = -\gamma \cdot \{ H_0 I_z + H_1 (I_x \cos \omega t + I_y \sin \omega t) \} \Psi \\ = \{ \omega_0 I_z + \frac{1}{2} \omega_1 \cdot (I_+ e^{-i\omega t} + I_- e^{i\omega t}) \} \Psi$$

im ruhenden System erhält man mit der Substitution

$$\Psi = U \cdot \tilde{\Psi} = e^{-i\omega I_z \cdot t} \cdot \tilde{\Psi}$$

was nichts anderes als die Transformation in das mit ω um die z-Achse rotierende Koordinatensystem bedeutet:

$$i \cdot \dot{\tilde{\Psi}} = \left\{ U^{-1} \cdot \frac{\mathcal{H}}{\hbar} U - i U^{-1} \cdot \dot{U} \right\} \tilde{\Psi}$$

Aus den Vertauschungsregeln ergibt sich

$$U^{-1} I_z U = e^{i\omega t} I_z \cdot I_z \cdot e^{-i\omega t} I_z = I_z$$

$$e^{i\omega I_z \cdot t} I_{\pm} \cdot e^{-i\omega t I_z} = e^{\pm i\omega t} \cdot I_{\pm}$$

$$\begin{aligned} U^{-1} \mathcal{H} U &= -\hbar \cdot (\gamma H_0 \cdot I_z + \gamma H_1 I_x) \\ &= \hbar^2 \cdot (\omega_0 \cdot I_z + \omega_1 \cdot I_x) \end{aligned}$$

und somit schließlich

$$\frac{i}{\hbar} \cdot \dot{\hat{\Psi}} = \left\{ (\omega_0 - \omega) \cdot I_z + \omega_1 \cdot I_x \right\} \hat{\Psi}$$

Im rotierenden Koordinatensystem ist der Hamiltonian also zeitunabhängig und liefert als Energieeigenwerte beim Spin 1/2 :

$$E_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \hbar \cdot \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2}$$

Schaltet man das Feld H_1 ab, d.h. $\omega_1 = 0$, so folgt

$$E_{\pm} = \pm \frac{1}{2} (\omega_0 - \omega) \cdot \hbar$$

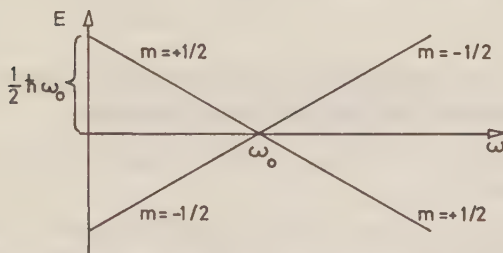


Fig. 32 Magnetische Unterzustände eines Spin 1/2 in einem statischen Magnetfeld, betrachtet in einem mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Koordinatensystem.

Mit dem rotierenden Feld H_1 jedoch wird die Entartung der beiden Unterzustände bei $\omega = \omega_0$ aufgehoben. Da bei der adiabatischen Passage das Feld H_1 nicht plötzlich erscheint

und wieder verschwindet (vgl. Fig. 4), sondern von 0 ansteigt auf den Maximalwert an der Resonanzstelle $\omega = \omega_0$ und dann wieder auf Null abnimmt, so erhält man folgendes Bild:

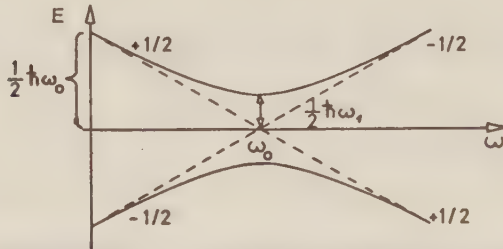


Fig. 33 Wie Fig. 32, jedoch mit aufgehobener Entartung durch ein Störfeld H_1 . Die Änderung von ω in gewissen Grenzen ist gleichbedeutend mit der Änderung von H von $H_0 + \Delta H$ über H_0 auf $H_0 - \Delta H$.

Man erkennt so, wie der Austausch der Besetzungszahlen erfolgt. War insbesondere nur z. B. der Unterzustand $m = +\frac{1}{2}$ besetzt, so ist nachher nur der Zustand $m = -\frac{1}{2}$ besetzt.

A III Überprüfung der Abwesenheit von Tensorpolarisationsbeimischungen und Überprüfung der Umbesetzung.

a) Überprüfung der Abwesenheit von Tensorpolarisationsbeimischungen.

Abschließend soll nun noch nachgewiesen werden, daß die gemessene Vektoranalysierstärke der Reaktion $C^{12} (d, d_0) C^{12}$ nicht durch Beimischungen von Tensorkomponenten der Polarisation verfälscht ist.

Dabei macht man Gebrauch von der Tatsache, daß die Komponenten der Tensorpolarisation in einem Magnetfeld ein anderes Drehverhalten zeigen als die Vektorpolarisation. Wird insbesondere die Quantisierungsrichtung der Deuteronen, die zunächst transversal zur Strahlrichtung ist, im magnetischen Feld eines Solenoids (Solenoidachse parallel zur Strahlachse) um den Winkel γ gedreht, so ist das Drehverhalten der Vektorkom-

ponenten durch $\sin \gamma$ gegeben, während das der Tensor-komponenten zum Teil durch $\cos 2 \gamma$ bzw. $\cos \gamma$ wieder-gegeben wird:

Bei der gegebenen Versuchsanordnung (vgl. Fig. 23)

kann man nämlich ausrechnen, daß für die (korrigier-ten) Zählraten bei polarisiertem Deuteronenstrahl gilt:

$$Z_L + Z_R = Z_0 \cdot \left\{ 2 + \frac{1}{4} A_{zz} P_{zz} + \frac{1}{4} \cos 2 \gamma \cdot A_{xx-yy} \cdot P_{zz} \right\} \quad (\text{A III.1})$$

$$Z_L - Z_R = Z_0 \cdot \left\{ -\frac{3}{2} \cdot \sin \gamma \cdot P_z \cdot A_y + \cos \gamma \cdot A_{xz} P_{zz} \right\} \quad (\text{A III.2})$$

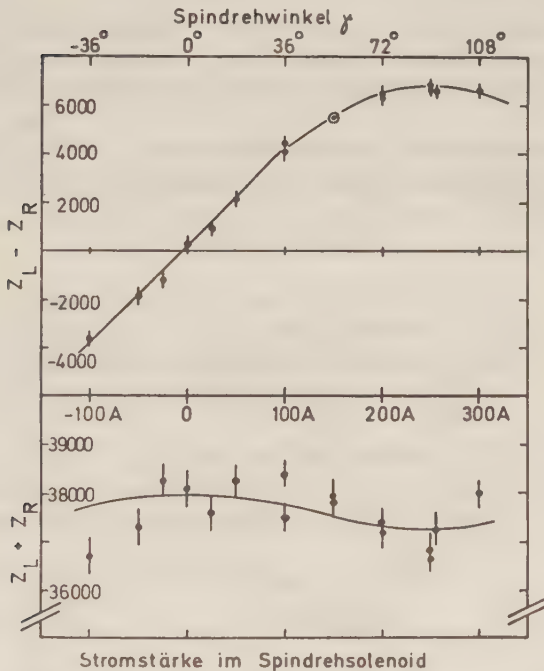


Fig. 34 Abhängigkeit der Zählratensumme bzw. Zählratendiffe-renz vom Spindrehwinkel γ . χ^2 -Tests (ausgezogene Kur-ven) zeigen, daß der $\cos \gamma$ bzw. $\cos 2 \gamma$ -Term innerhalb der Fehlergrenzen 0 ist. Reaktion $C^{12}(d, d_0)C^{12}$, $\Theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$, $E_d = 7,2 \text{ MeV}$.

Die Meßergebnisse zeigen, daß bei der Reaktion $C^{12}(d_{\uparrow}, d_0) C^{12}$

$$A_{xx-yy} \cdot P_{ZZ} \leq (0,09 \pm 0,04)$$

$$A_{xz} \cdot P_{ZZ} \leq (0,005 \pm 0,002)$$

und zwar beim Streuwinkel $\Theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$ und $E_d = 7,2 \text{ MeV}$ ist.

Um streng zu beweisen, daß die Tensorpolarisation des Strahls

$$P_{ZZ} = 0$$

ist, müßte dieses Experiment bei mehreren verschiedenen Energien und Streuwinkeln durchgeführt werden.

Das Meßergebnis stützt jedoch wesentlich die Erwartungen, daß bei der gegebenen Anordnung zur Erzeugung des polarisierten Deuteronenstrahls nur reine Vektorpolarisation vorliegt.

Insgesamt wurde hier für die Asymmetrien $A_y \cdot P_y$ bei Drehung des Spins im Solenoid eine reine Sinusabhängigkeit, vgl. Fig. 35 gefunden.

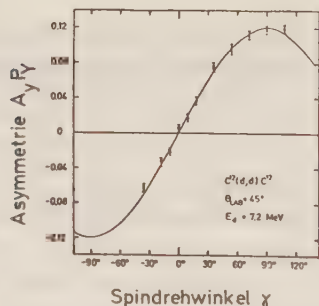


Fig- 35 Die gemessene Asymmetrie ist proportional zu $\sin \gamma$, wenn der Deuteronenspin in einem Magnetfeld gedreht wird.

b) Überprüfung der Umbesetzung.

Die Vektorpolarisation der Deuteronen wird - wie beschrieben - durch die Umbesetzung der Unterzustände im Deuteriumatomstrahl erzeugt. Die Umbesetzungswahrscheinlichkeit hängt unter anderem von der Feldstärke H_1 des rotierenden Hochfrequenzfeldes ab.

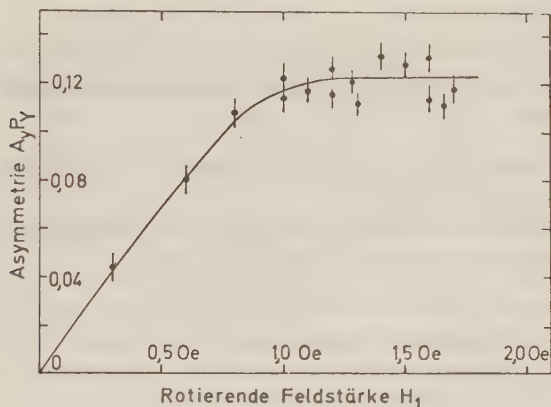


Fig. 36 Vektorpolarisation des Deuteronenstrahls in Abhängigkeit von der Feldstärke des dynamischen Umbesetzungsfeldes. Für Feldstärken $H_1 \gtrsim 1$ Oe ist Sättigung erreicht.

Aus der Tatsache, daß die Sättigung erreicht wird, kann geschlossen werden, daß der Übergang einwandfrei arbeitet und daß die Umbesetzungswahrscheinlichkeit

$$U_{1 \rightarrow 4} = 0,93 \pm 0,04$$

beträgt (vgl. [11]).

Herrn Prof. Dr. R. F l e i s c h m a n n danke ich für die Überlassung dieser Arbeit und sein förderndes Interesse an ihrem Fortgang.

Die Arbeit wurde innerhalb der Arbeitsgruppe "Polarisierte Teilchen" unter Priv. Doz. Dr. G. C l a u s n i t z e r durchgeführt. Ihm und allen Mitgliedern der Gruppe bin ich für ihre Hilfsbereitschaft zu Dank verpflichtet.

Die Herren Dipl. Phys. H. H o i n k e s und H. N a h r haben mit ihren Diplomarbeiten wertvolle Beiträge zu der Um- besetzung π_{14} und der experimentellen Nachweismethode am Atomstrahl (4.2) geliefert.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- [1] A. Abragam and J.M. Winter P.R.L. 1 (1958) 374
- [2] A. Abragam and J.M. Winter C.R. 255 (1962) 1099
- [3] F. Bloch, P.R. 70 (1946), 460
- [4] H. Nahr, H. Wilsch Verhandl. DPG (VI) 2 , 366 (1967)
- [5] G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Wilsch, P.L.25B (1967)
466
- [6] G. Clausnitzer, W. Dürr, R. Fleischmann, G. Graw,
E. Salzborn and J. Witte, P.L. 25B (1967), 267
- [7] K. Dünn and D. Fick, Z.f.P. 199 (1967) 309
- [8] T.J. Yule and W. Haeberli P.R.L. 19 (1967) 756
- [9] K. Haberbrecker, E. Mollwo, H. Schreiber, H. Hoinkes,
H. Nahr, P. Lindner and H. Wilsch, Nucl.Instr.Meth. 57
(1967) 22
- [10] H. Kopfermann, Kernmomente, 2.Auflage, Akademische Ver-
lags-G.m.b.H., Frankfurt 1956
- [11] H. Nahr, Diplomarbeit Erlangen 1966, unveröffentlicht
- [12] H. Hoinkes, Diplomarbeit Erlangen 1966, unveröffentlicht
- [13] R. Beurtey, Thèses 1963, Serie A, Orsay, N.D'ordre 33
- [14] R. Beurtey, Proc.2nd Int.Symp. on Polarization Phenomena
of Nucleons (Birkhäuserverlag, Basel, 1966) p. 33
- [15] A. Trier and W. Haeberli P.R.L. 18 (1967) 915
- [16] Goldfarb N.P. 7 (1958) 622
- [17] W. Lakin P.R. 98 (1955) 139
- [18] R. Fleischmann, G. Fritsch, G. Graw Z.F.P. 186 (1965)468
- [19] G. Clausnitzer et al Proc. 2nd Int.Symp. on Polarization
Phenomena of Nucleons (Birkhäuserverlag, Basel, 1966) p.79
- [20] E. Majorana, Nuovo Cim. 9 (1932) 43
- [21] N. Ramsey, Molecular Beams, Oxford 1956, p.129
- [22] W. Whaling, Handbuch der Physik PH XXXIV, p.193 (1958)
- [23] L. Lee and J. Schiffer, P.R. 154 (1967) 1097 (Springervlg)
P.R. 136 (1964) B 405
- [24] A. Abragam, Les Principes Du Magnétisme Nucléaire
Presses Universitaires de France, 1961

LEBENS LAUF

Heinz W i l s c h

geb. am: 15. 12. 1937
in Jägerndorf / CSR
Eltern: Dentist Franz Wilsch und Ehefrau Steffanie
geb. Pechatschek
Familienstand: ledig
Schulen: 1943 - 1948 Volksschule in Jägerndorf, ,
Osterode und Feuchtwangen
1948 - 1957 Oberrealschule in
Dinkelsbühl
Studium: 1957 - 1962 Studium der Physik an der
Universität Erlangen-Nürnberg
Prüfungen: 15. 2. 1960 Diplom-Vorprüfung in Physik
11. 11. 1962 Diplom-Hauptprüfung in Physik
Stellungen: 1962 - 1963 wissenschaftliche Hilfskraft
1963 - 1968 Verwalter der Dienstgeschäfte
eines wissenschaftlichen
Assistenten am Physikalischen
Institut der Universität
Erlangen - Nürnberg

Offsetdruck - Fotodruck

Josef Hogl

8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz.) Tel. 22990

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
